

1837
ARTES
VERITAS
SCIENTIA
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
TUEBOR
CIRCUMSPICE
COLLEGE
OF
ENGINEERING



Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

herausgegeben von

Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. **E. Mauz**

Siebenundzwanzigster Band

Mit 318 Figuren im Text und auf 9 Tafeln



BERLIN W

Verlag von M. Krayn

1926.



Inhaltsverzeichnis.

A. Originalarbeiten.

B. Referate.

Eng. lib. Harr.

C. Patentschau.

D. Mitteilungen.

Sachregister.



Druck von Gebr. Unger, Berlin SW., Bernburger Straße 30.



Band 27 **Heft 1**

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. **A. Esau** (Jena), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (New-York), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Berlin), Dr. Dr. ing. e.h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Dr. **E. Nesper** (Berlin), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. **M. Wien** (Jena), Prof. Dr. **H. Wigge** (Cöthen-Anh.),

herausgegeben von

Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. **E. Mauz**



BERLIN W

Verlag von M. Krayn

1926.



Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftl. Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikal. Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Parallelschaltung von Senderöhren zur Erzeugung intensiver kurzer Wellen.

Von A. Scheibe.

(Vorläufige Mitteilung.)

Die Energie eines Senders wird in einfacher Weise durch Parallelschaltung mehrerer Röhren gesteigert. Die Parallelschaltung geschieht so, daß die Anoden bzw. die Gitter der Elektronenröhren durch kurze Drahtleitungen miteinander verbunden und die Heizfäden je nach der zur Verfügung stehenden Spannung parallel oder hintereinander geschaltet werden. Da die Wellenlänge im allgemeinen sehr groß gegen die Ausdehnung dieser Zuleitungen ist, so ist keine Rücksichtnahme auf die Eigenschwingung des aus den Röhrenkapazitäten und aus den Verbindungsleitungen bestehenden schwingungsfähigen Gebildes nötig. Erschwerungen in dieser Hinsicht treten erst dann ein, wenn die Parallelschaltung an Kurzwellensendern, deren Wellenlängen innerhalb der Meterwellen und darunter liegen, vorgenommen wird. Im folgenden soll daher über die Mittel berichtet werden, die anzuwenden sind, wenn man zur Energiesteigerung mehrere Röhren bei Anwendung der Kurzwellenschaltung von Barkhausen und Kurz parallel benutzen will.

Die Methode von Barkhausen und Kurz[1]) ist zur Erzeugung sehr kurzer, ungedämpfter elektrischer Wellen von Meter- bis Dezimeterlänge am besten geeignet. Die Außenelektrode (wie die Anode im folgenden genannt werden soll) einer möglichst zylindrisch-symmetrischen Senderöhre wird mit dem negativen Pol einer Hochspannungsbatterie, das Gitter mit dem positiven Pol einer zweiten Batterie verbunden, während die zugehörigen beiden anderen Batteriepole an die Kathode zu schalten sind. Die Frequenz der Schwingungen, deren Entstehung nach Barkhausen und Kurz aus dem hierdurch hervorgerufenen Pendeln der Elektronen um das Gitter erklärt werden kann, ist nur von den angelegten Spannungen, den Radien der Elektroden und dem Heizstrom abhängig (Betriebsbedingungen), wie von mir bestätigt werden konnte[2]). Einflußlos auf die Frequenz sind in dieser Beziehung die durch die Zuleitungen zu den Röhrenelektroden gebildeten Schwingungskreise. Diese bestimmen jedoch wesentlich die Energie der Schwingungen.

Schaltet man nun zur Steigerung der Schwingungsenergie in der üblichen, oben angegebenen Art und Weise die Elektroden mehrerer Senderöhren parallel, so ist die Länge der durch die Betriebsbedingungen bestimmten Wellen nicht mehr groß gegen die räumliche Ausdehnung der Elektrodenverbindungen; infolgedessen ist auf den Verbindungsleitungen keine quasistationäre Stromverteilung mehr vorhanden. Es liegen dann ähnliche Verhältnisse vor, wie sie sich auch beim Anschalten[3]) der Batteriezuleitungen an die Elektroden einer einzelnen Röhre ergeben. Die aus der Röhre herauskommenden Wellen laufen an den Zuleitungen oder Verbindungsdrähten entlang und werden überall dort, wo Inhomogenitäten des die Drähte umgebenden Dielektrikums, Knickstellen an Drähten usw. sich befinden, reflektiert. Hierdurch tritt eine Überlagerung zweier Wellenzüge ein, wodurch meist eine bedeutende Schwächung, wenn nicht gar Auslöschung der Schwingungen eintritt.

In der oben zitierten Arbeit habe ich deshalb eine Schaltung beschrieben, die falsche Reflexion auf den Batteriezuleitungen zur Röhre verhindert. Aus ihr entwickelt sich

[1]) Barkhausen und Kurz, Phys. Ztschr. 21, 1, 1920.

[2]) A. Scheibe, Ann. d. Phys. 73, 54, 1925.

[3]) A. Scheibe, a. a. O., S. 84.

in einfacher Weise die Anordnung zur Parallelschaltung mehrerer Röhren, so daß sie im folgenden gleichfalls kurz erläutert werden soll.

I. Schaltungsarten.

1. Röhrenresonator mit einer Röhre. Nach Fig. 1 werden die zur Außenelektrode und zum Gitter führenden beiden Batteriezuleitungen als ein Lechersches Drahtsystem ausgebildet, dessen Längsachse mit der Röhrenachse möglichst zusammenfällt und dessen Drahtabstand gleich dem Abstand der beiden zur Außenelektrode und zur Gitterelektrode gehörigen Sockelklemmen ist. Die beiden Lecherdrähte bilden dadurch annähernd die geradlinige Fortsetzung der Elektrodenzuleitungen im Innern der Röhre. Um dies noch besser zu verwirklichen, ist es — wie überhaupt beim Arbeiten mit sehr kurzen Wellen — zweckmäßig, den Röhrensockel mit dem absorbierenden Dielektrikum und den undefinierten Kapazitäten gänzlich zu entfernen. Die an dem Drahtsystem entlang aus der Röhre herauslaufenden Wellen werden durch die Plattenbrücke B reflektiert. Durch Verschiebung dieser Brücke kann man den Reflexionspunkt der Wellen so wählen, daß sich auf dem Abschnitt: Röhrenkapazität-Plattenbrücke stehende Wellen ausbilden, wodurch die größte Verstärkung der aus den Röhren herauslaufenden Wellen erzielt wird. Da der jenseits der Plattenbrücke liegende Teil des Lecherschen Drahtsystems bei gut reflektierender Plattenbrücke schwingungslos ist, so sind von dort her keinerlei Einwirkungen auf die Energie der Welle möglich. Als Plattenbrücke diente im vorliegenden Falle eine Kupferscheibe von 20 cm Durchmesser, die symmetrisch zu den Lecherdrähten durchschnitten sein muß, da an diese Drähte die hohe Gleichspannung für die Außen- und Gitterelektrode anzuschalten ist. Die Schlitzbreite der beiden Plattenhälften kann jedoch kleiner als 1 mm gehalten werden. Die Gleichspannungszuleitungen werden zweckmäßig direkt an diese Plattenhälften angelegt, so daß sie sich immer in einem Spannungsknoten befinden.

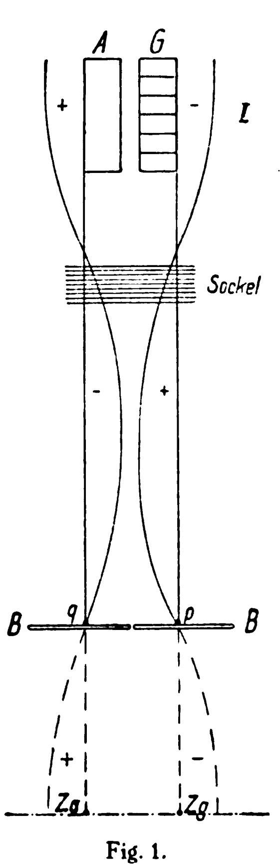


Fig. 1.

In der Fig. 1 ist die Spannungsverteilung der stehenden Welle eingezeichnet; danach befindet sich die Plattenbrücke im Spannungsknoten oder Strombauch. Die Länge des ganzen Systems vom oberen Rand der Elektroden A bzw. G bis zum Punkt q bzw. p betrug z. B. bei einer Wellenlänge von 48 cm unter Benutzung einer Senderöhre, die der Schott'schen M-Röhre sehr ähnlich war, etwa 32 cm. Wäre der Einfluß der Röhrenkapazität verschwindend klein, so müßte sie gleich 36 cm $= (^1/_2 + ^1/_4) \cdot \lambda$ sein, wenn man die durch die Plattenbrücke verursachte „Brückenverkürzung“ vernachlässigt. Der Einfluß des Röhrensockels war durch dessen Entfernung beseitigt worden.

Die Experimente zeigten, daß eine große Energiesteigerung mit dieser Schaltung erreicht wird, wobei das Maximum der Energie bei Resonanz zwischen Elektronenschwingung und Resonatoreigenschwingung erreicht wird.

Es lag nahe, bei Parallelschaltung zweier oder mehrerer Röhren die Verbindungsleitungen der betreffenden Elektroden in bestimmter Länge als Lechersches Drahtsystem so anzuordnen, daß die aus den Röhren kommenden Wellen sich auch in diesem Falle zu stehenden Wellen ausbildeten.

2. Parallelschaltung zweier Röhren: Entfernt man aus der Schaltung der Fig. 1 die Plattenbrücke des Resonanzkreises, so daß an den Punkten q und p nur noch die Gleichspannungszuführungen für Anode und Gitter liegen, so wird Abstimmung auf die Elektronenschwingung dann wieder erreicht, wenn das Lechersche Drahtsystem um $^1/_4\ \lambda$ bis zu den Punkten z_a und z_g verlängert wird (gestrichelt gezeichnet). Zum Parallelschalten einer zweiten genau gleichgebauten Röhre ist es dann nur erforderlich, an diese zweite Röhre ein gleichlanges Resonanzsystem anzubringen und dessen freie Paralleldrahtenden mit den Enden

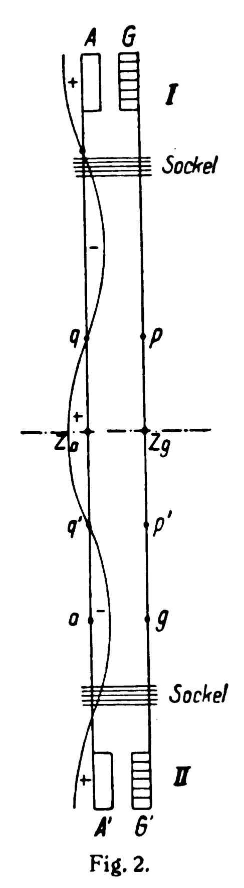


Fig. 2.

z_a und z_g des Systems der ersten Röhre in geradliniger Verlängerung zu verbinden.

Man erhält dann die Schaltung, deren Anordnung und Spannungsverteilung die Figur 2 wiedergibt. Wir haben ein Paralleldrahtsystem mit zwei durch die Außen- und Gitterelektroden gebildeten Endkapazitäten vor uns. Die Zuführungspunkte der Gleichspannung an das zweite System q' und p' sind den Punkten q und p gleichwertig. Da die Versuche mit Schott'schen M-Röhren, von denen die Röhrensockel nicht entfernt worden waren, ausgeführt wurden, so sind die Sockel in der Figur in ihrer Lage zur Spannungsverteilung miteingezeichnet.

Betrachtet man die Anordnung näher, so sieht man, daß es zwar denkbar aber praktisch unmöglich sein würde, die Röhre II so anzuschließen, daß die Endpunkte der Röhrenkapazität A' und G' mit den Endpunkten z_a und z_g des Systems I der Röhre I zusammenfallen. Man würde dann zwar auch — wenn man einmal die verkürzende Wirkung der Röhrenkapazität als unwesentlich nicht berücksichtigt — ein auf die Elektronenschwingungen abgestimmtes Lecher-sches Drahtsystem konstruiert haben, aber es wären keine Anschlußpunkte q und p für die Gleichspannungen vorhanden, da diese zwischen Röhrensockel und Außenelektroden-Gitterkondensator der Röhre II liegen würden.

Ob eine weitere, nach Fig. 2 gegebene Anordnung, das zweite System an z_a und z_g — wiederum unter Vernachlässigung einer eventuellen nötigen Verkürzung — so anzuschalten, daß die Endpunkte A' und G' der Röhrenkapazität II an die Stelle von a und g zu liegen kommen, möglich ist, wurde nicht untersucht.

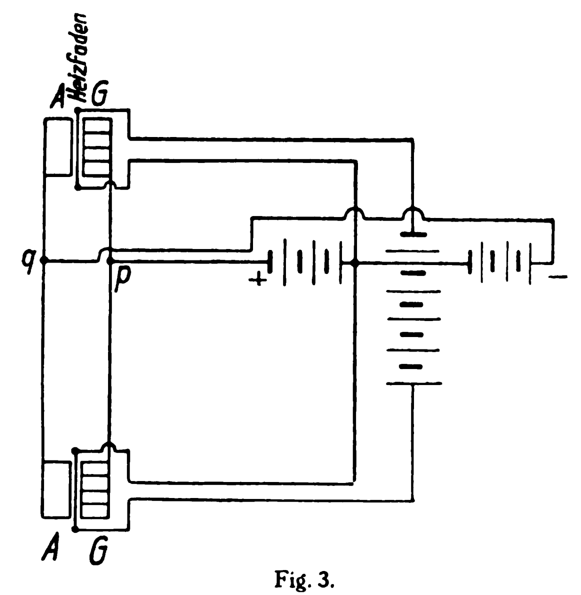


Fig. 3.

Es ist weiterhin zweckmäßig, die Anschaltung der Spannungszuführungen zur Vermeidung von Störungen an p und q zu unterlassen und dafür die Außenelektrode und Gitterelektrode einer Röhre mit einer zweiten Elektrodendurchführung durch den Röhrenkopf zu versehen, die dann in einem Plattenresonator nach Fig. 1, an dessen Brücke die Spannungen angelegt werden, endigen. Versuche zur Konstruktion hierfür geeigneter Röhren sind im Gange.

Um Induktion des Lecher'schen Drahtsystems auf die Zuführungsdrähte zu den hintereinander oder parallelgeschalteten Glühkathoden und zu den Punkten q und p zu verhindern, ist darauf zu achten, daß die Drähte möglichst bifilar und senkrecht zum Drahtsystem geführt werden. Die Zusammenschaltung der Heizfäden kann daher auch erst in ziemlicher Entfernung von den Röhren erfolgen.

Die Schaltung der Batterien an das Röhrensystem ist in Fig. 3 wiedergegeben.

3. Parallelschaltung mehrerer Röhren: Es sind unter Berücksichtigung des eben Gesagten zwei Möglichkeiten gegeben:

a) Eine dritte bzw. vierte Röhre wird in der gleichen Weise wie nach Fig. 1 mit einem Resonator versehen, dessen Länge ebenfalls das System $A - z_a$ bzw. $G - z_g$ umfaßt. Der Resonator wird dann senkrecht zu dem Gesamtsystem der Fig. 2 an den Punkten z_a und z_g angeschlossen. Es entsteht dann ein sternförmiges Gebilde nach Fig. 4.

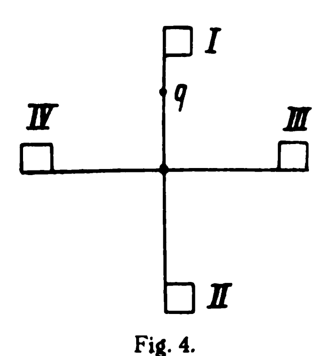


Fig. 4.

Es sind in der Figur nur die Außenelektroden-Verbindungen gezeichnet, die Verbindungen der Gitterelektroden fallen bei der gewählten Projektion mit diesen in der Zeichenebene zusammen.

b) Das System der Fig. 2 wird in einer Richtung durch Anschluß weiterer Röhren nach Fig. 5 verlängert. Man erhält auf diese Art und Weise eine Antenne, die aus selbstschwingenden Leitergebilden besteht.

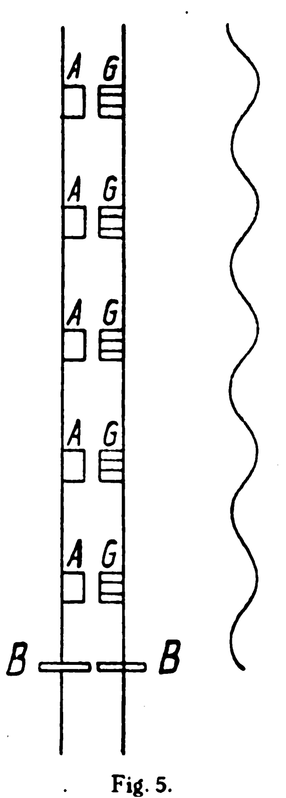


Fig. 5.

4. Parallelschaltung von Röhren ungleicher Frequenz: Wir haben bisher vorausgesetzt, daß die Röhren unter denselben Betriebsbedingungen, d. h. bei gleichen Anoden-, Gitter- und Heizspannungen Schwingungen gleicher Frequenz erzeugen. Diese Voraussetzung

trifft im allgemeinen nicht zu, kleine Abweichungen in den Röhrendimensionen sind immer vorhanden. Es muß deshalb u. U. dafür gesorgt werden, daß jede Röhre auf gleiche Frequenz gebracht werden kann. Dies ist im geringen Maße durch Änderung des Emissionsstromes der betreffenden Röhre zu erreichen, da die Frequenz von diesem bis zu 2 % abhängig ist.

Größere Frequenzbeeinflussung wird durch Variation der Außenelektrodenspannung hervorgebracht. Man muß also an die Elektrode der betreffenden Röhre z. B. im Punkt q' der Fig. 2 eine Zusatzspannung anlegen können. Der Lecherdraht ist dann jedoch durch eine kleine Kapazität im Spannungsbauch bei z_a zu unterbrechen, um einen Kurzschluß der zwischen q und q' bestehenden Spannungsdifferenz durch diesen Draht zu verhindern. Aus Symmetriegründen bringt man dieselbe Kapazität im Gitterdraht an gleicher Stelle z_g an. Dadurch wird natürlich eine kleine Verstimmung des Systems eintreten, die aber zur Erreichung der gleichen Resonanz durch eine kleine Längenänderung der beiden Drahtsystemhälften kompensiert werden kann.

Bei Anwendung der Schaltungen für mehr als zwei Röhren müßte das Verfahren unter Umständen in analoger Weise für verschiedene Röhren durchgeführt werden. Es wird sich in der weiteren Besprechung zeigen, daß die Röhren schon von Natur aus nicht so sehr frequenzgleich zu sein brauchen, so daß diese Schwierigkeiten in der Schaltung meist vermieden werden können.

II. Untersuchungen an zwei parallelgeschalteten Röhren.

Die Parallelschaltung zweier Schott'scher M-Röhren erfolgte in der durch Fig. 2 angegebenen Art und Weise. Das Drahtsystem wurde von zwei parallelen Messingröhren von 4 mm Durchmesser gebildet, deren gegenseitiger Abstand etwa 2,5 cm betrug. In diesen Röhren wurden die betreffenden Stecker der Röhrensockel direkt eingesteckt. Die Länge des gesamten Systems von innerem Gitterrand I zu Gitterrand II betrug 118 cm. Diese Länge war empirisch so festgelegt worden, daß Resonanz bei einer Elektronenschwingung, deren Wellen eine ungefähre Länge von 80 cm hatten, auftrat.

Die Untersuchung der Röhren bezog sich auf die Abhängigkeit der Schwingungsenergie und der Frequenz der Schwingungen von der Spannung an der Außenelektrode (Intensitätskurve) und auf die Stromverteilung auf dem Drahtsystem.

a) Abhängigkeit der Schwingungsenergie von der Spannung der Außenelektrode.

Nach früheren Untersuchungen [4]) ist es bekannt, daß eine nach Fig. 1 mit einem Resonator versehene Röhre dann ein Maximum an Schwingungsenergie besitzt, wenn die durch die Spannung der Außenelektrode hauptsächlich bedingte Frequenz in Resonanz zu einer der Eigenschwingungen des durch Lechersystem und Röhrenkapazität bestimmten schwingungsfähigen Gebildes steht. Da die Frequenz und somit auch die Schwingungsenergie außerdem noch von Gitterspannung und Emissionsstrom abhängig ist, so wurde dafür gesorgt, daß diese Parameter während der ganzen Untersuchung ungeändert blieben. Durch Änderung der Außenelektrodenspannung, d. h. somit durch Änderung der Frequenz bei unverändertem Resonanzsystem erhält man dann eine Intensitätskurve, die den üblichen Resonanzkurven sehr ähnlich ist.

Bei Aufnahme dieser Spannungsabhängigkeit der Energie zweier Röhren waren drei Möglichkeiten zum Vergleich gegeben: erstens und zweitens, je eine Röhre war schwingungslos, dies wurde dadurch erzielt, daß der Heizfaden der betreffenden Röhre nicht geheizt wurde; drittens, beide Röhren befanden sich im schwingungsfähigen Zustand (Parallelarbeiten).

Als Maß für die Schwingungsenergie wurde der Ausschlag eines Galvanometers benutzt, das parallel zu einem Detektor lag, der wiederum als Resonanzanzeiger einer jeweils auf die in Frage kommende Frequenz abgestimmten Meßbrücke diente. Die Kopplung zwischen den parallelgeschalteten Röhren und der Meßbrücke wurde während der Aufnahme der Kurve selbstverständlich nicht geändert. Der Ausschlag wurde proportional dem Quadrate des Schwingungsstromes gesetzt, da hierfür die Tatsache sprach, daß Intensitätskurven, die mit einem aperiodischen Kreis mit einem Hochvakuumthermoelement bzw. mit einem Hitzdrahtluftthermometer aufgenommen wurden, einen ähnlichen Verlauf zeigten.

Das Resultat dieser Untersuchungen ist in dem Kurvenblatt der Fig. 6 wiedergegeben.

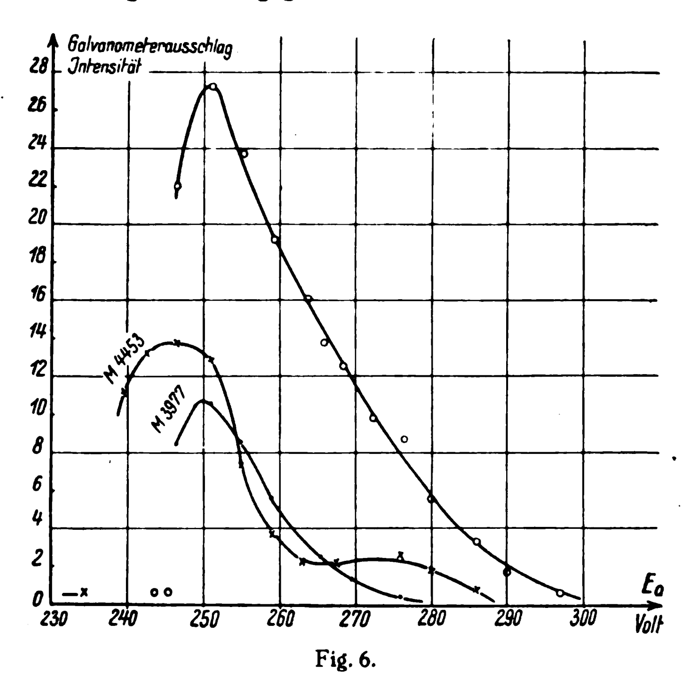


Fig. 6.

Betrachten wir die Kurvenzüge der allein schwingenden Röhren M 4 453 bzw. M 3 977, so sehen wir eine ziemliche Abweichung von der Form der oben erwähnten Resonanzkurve einer Einzelröhre mit einfachem Plattenbrückenresonator. Die Ursache ist wohl darin zu suchen, daß die andere nicht selbst schwingende Röhre nicht die einfache Form einer reflektierenden Plattenbrücke hat, sondern mit ihrem Sockel und ihren Elektroden die ankommenden Wellen an verschiedenen Stellen unvollkommen zurückwirft. Ähnliche Kurven erhält man z. B. auch dann, wenn man die Einzelröhren nicht mit einem Resonator versieht, sondern die Spannungszuführungen in der üblichen Art und Weise an den Klemmen des Röhrensockels befestigt. Auch da hat man keine eindeutig definierte Reflexionsstelle. Wesentlich einfacher ergibt sich hingegen der Kurvenverlauf der beiden parallelgeschalteten Röhren.

Allen drei Kurvenzügen ist das langsame Ansteigen von hohen negativen Spannungen, d. h. von hohen Frequenzen her, und der steile Abfall nach Überschreitung des Maximums gemeinsam. Die Abnahme der Schwingungs-

[4]) A. Scheibe, a. a. O., S. 83.



energie geht auf dieser Seite des Maximums so steil vor sich, daß in dem dazu gehörigen Frequenzbereich instabile Verhältnisse bestehen und weder Frequenz noch Intensität genau meßbar sind.

Das Energiemaximum der beiden parallelarbeitenden Röhren liegt bei derselben Spannung von etwa —251 Volt wie das der Einzelröhre 3977; das der Röhre 4453 ist etwas nach längeren Wellen — kleinere negative Spannung — verschoben. Die Einzelröhre 4 453 erreicht schon bei der Spannung — 246,5 Volt dieselbe Frequenz der Elektronenschwingung, die die Röhre 3 977 und die parallel schwingenden Röhren erst bei —251 Volt haben. Trägt man die Intensität als Funktion der Wellenlänge gemäß Fig. 7 auf, so ergibt sich, daß bei sämtlichen drei Kombinationen das Maximum der Intensität bei einer Wellenlänge von etwa 83,0 cm erreicht wird [5]).

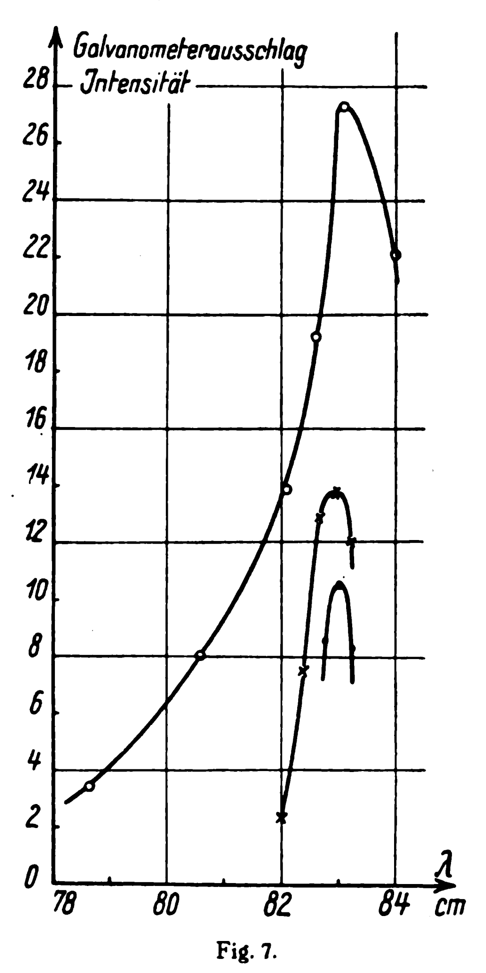


Fig. 7.

Um ein Maß für die durch die Parallelschaltung erzielte Verstärkung des Stromes zu bekommen, wollen wir als Verstärkungsgrad den Quotient: Gesamtstrom beider Röhren J durch den aus beiden Einzelröhren gebildeten mittleren Strom $i_{1,2}$ ansetzen. Da es sich nur um relative Messungen handelt, so soll der Ausschlag des Galvanometers gleich dem Quadrat des Stromes gesetzt werden. Wir erhalten dann für die einzelnen Betriebsspannungen Verstärkungsgrade, die in Tabelle 1 eingetragen sind.

Im Falle der Resonanz des Parallelsystems beträgt die Verstärkung also ungefähr das 1,51 fache, während sie bei höheren negativen Spannungen, also kürzeren Wellen, größer als das 2,5 fache werden kann.

[5]) Die Werte für Fig. 7 sind einer anderen Meßreihe entnommen als die Werte der Fig. 6.

Die Differenz in den Schwingungszahlen beider Röhren bei gleichen Betriebsbedingungen ist wohl eine Ursache mit, daß die Verstärkung im Maximum bedeutend unterhalb des 2 fachen des mittleren Stromes liegt. Es wurde versucht, dies nach der schon auf Seite 3, Abschnitt 4 angegebenen Schaltungsart dadurch zu verbessern, daß beide Röhren mittels einer an die eine Röhre anzulegenden Hilfsspannung aufeinander abgestimmt wurden.

Tabelle 1.

Außenelektrodenspannung Volt	Röhre 3977 i_1	Röhre 4453 i_2	Beide Röhren J_1	Stromverstärkung $\frac{J}{i_{1,2}}$	Energieverstärkung
— 246,5	2,88	3,71	4,70	1,43	2,0
251,0	**3,26**	**3,64**	**5,21**	**1,51**	**2,25**
254,0	3,02	3,02	4,98	1,64	2,70
259,0	2,33	1,92	4,43	2,09	4,35
266,5	1,48	1,48	3,72	2,50	6,25
269,5	1,14	1,48	3,39	2,69	7,25
276,0	0,63	1,60	2,83	2,58	6,65

Zu diesem Zwecke wurden die Lecherdrähte in der Mitte zwischen beiden Röhren auseinandergeschnitten und an die so entstandenen Stirnflächen der Messingröhren je eine Kreisplatte aus Messing von 0,5 cm Durchmesser angelötet. Die beiden Kreisplatten der Außenelektroden- bzw. Gitterelektrodendrähte wurden dann mittels einer dünnen Schicht Siegellacks zwischen den Kreisplatten als Isoliermaterial wieder aufeinandergeklebt. Es ergab sich dann bei Abstimmung der Röhre 4 453 auf die Welle der Röhre 3 977 für die gemeinsam schwingenden Röhren auch im Bereich des Resonanzmaximums ein besserer Verstärkungsgrad wie Tabelle 2 zeigt. Die in Klammern angegebenen Werte sind die aus Tabelle 1 entnommenen Verstärkungsgrade für die nicht abgestimmte Röhre 4 453.

Tabelle 2.

Röhre 3977 Volt	Röhre 4453 Volt	$\frac{J}{i_{1,2}}$	Energieverstärkung
— 251	— 245	2,36 (1,51)	5,6 (2,25)
255	252	2,31	5,35
259	257	2,33 (2,09)	5,4 (4,35)
263,5	260,5	2,38	5,7

Nach Spalte 3 und 4 tritt eine ziemlich gleichmäßige Verstärkung für den Bereich von —251 Volt bis —263,5 Volt ein. Leider konnte aus äußeren Gründen nicht untersucht werden, ob nach kürzeren Wellen die Verstärkung in dem gleichen starken Maße zunehmen würde, wie aus Tabelle 1 ersichtlich ist.

Zusammenfassend läßt sich jedenfalls über die Stromverstärkung parallelgeschalteter Röhren sagen, daß sie meist viel größer als das 2 fache werden kann, so daß z. B. die Energie nach den kürzeren Wellen zu auf das fast 7 fache ansteigt. Für viele Versuchszwecke kann es sehr wertvoll sein, daß die Energieänderung mit Abnahme der Frequenz bis zum Maximum gleichmäßiger als bei Benutzung einer Einzelröhre verläuft.

Für die Benutzung dieser Schaltung wird jedoch noch die Tatsache sehr maßgebend sein, daß zwei parallel geschaltete Röhren schon bei einer solchen Fadenheizung (Emissionsstrom!) genügend Energie geben, bei der die Einzelröhren noch keine oder nur sehr schwache Schwin-

gungen erzeugen. Die Röhre 3977 ist nach Fig. 6 im Gebiet von 280—300 Volt zum Beispiel schwingungslos. Die Ursache dafür, daß die Röhren dann bereits bei einem um etwa 30—50 % geringeren Emissionsstrom pro Einzelröhre schwingen, ist nicht geklärt. Durch diese Schaltung wird also bei gleicher Leistung der parallelgeschalteten Röhren eine wesentliche Schonung der Einzelröhre erreicht.

b) Die Frequenz der Schwingungen.

Es ist bereits erwähnt worden, daß die beiden Röhren für sich bei gleichen Spannungen an den Elektroden nicht dieselbe Frequenz erzeugen. In Tabelle 3 sind die durch die Spannungen an der Außenelektrode bestimmten Wellenlängen der Einzelröhren und der parallelgeschalteten Röhren eingetragen. Die Wellenlängen wurden mittels eines Lecherschen Drahtsystems auf etwa 1 ‰ genau gemessen.

Tabelle 3.

Außen-elektroden-Spannung Volt	Röhre 4453 λ cm	Röhre 3977 λ cm	Beide Röhren λ cm
— 246,5	83,00	83,26	84,00
251	82,65	83,00	83,10
255	82,40	82,80	82,90
263,5	81,98	82,20	82,25
286	78,32	78,52	78,66

Wir finden, daß die parallelgeschalteten Röhren und die Röhre 3 977 bis auf die Abweichung bei einer Betriebsspannung von —246,5 Volt nahezu die gleichen Wellenlängen ergeben, während die Welle der Röhre 4 453 immer kürzer ist.

Über die Ursache, weshalb die Wellenlänge der parallelen Röhren nahezu der der Röhre 3977, die nach Fig. 6 im allgemeinen die energieschwächere ist, gleicht, kann vorläufig nichts Eindeutiges ausgesagt werden. Nach dem Experiment ist zu vermuten, daß die eine Röhre die andere in ihrer Frequenz einfach mitnimmt, so daß ein ähnlicher Zustand wie beim fremdgesteuerten Sender vorliegt.

Wichtig für den praktischen Gebrauch ist nach Tabelle 3 das Ergebnis, daß Röhren mit etwa ½% Differenz in der Wellenlänge noch zum gemeinsamen Schwingen gebracht werden können. Bei 7 untersuchten Röhren betrug die maximale Abweichung 4 %, unter ihnen ließen sich jedoch 6 Röhren so zu 3 mal 2 Stück vereinigen, daß die Abweichungen immer unter 1% blieben. Mithin kann man wohl meist die sonst nötige Hilfsspannung zur Abgleichung der Frequenz der einen Röhre entbehren.

c) Die Stromverteilung auf dem Lecherschen Drahtsystem.

In den vorhergehenden Besprechungen war angenommen worden, daß die in Fig. 1 und 2 eingezeichnete Spannungsverteilung auf dem Lechersystem der Wirklichkeit entspricht. Es wurde versucht, die Stromverteilung, die um $^1/_4\,\lambda$ gegen die Spannungsverteilung verschoben sein mußte, durch Abtasten des Feldes längs des Paralleldrahtsystems nachzuweisen.

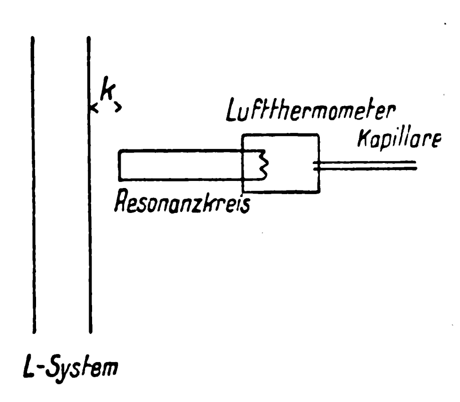


Fig. 8.

Als Resonatorsystem wurden wiederum die nach Fig. 2 parallelgeschalteten Röhren M 3 977 und M 4 453 benutzt, wobei das sonst aus Messingröhren bestehende Drahtsystem durch zwei Drähte aus Antennenlitze[6]) von etwa 2 mm Durchmesser ersetzt worden war. Auf eine Abstimmung der einen Röhre auf die andere war ebenfalls verzichtet worden, um die durch das Unterbrechen der Drähte entstehende Feldverzerrung zu vermeiden. Die Resonanzwellenlänge betrug in diesem Falle 80,8 cm.

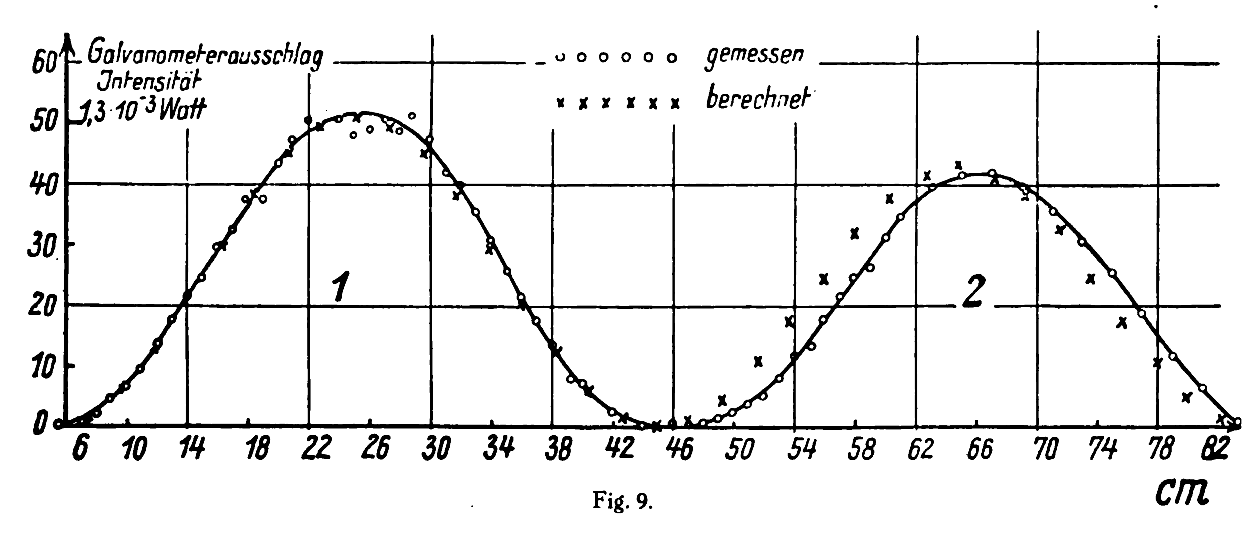


Fig. 9.

Als Indikator diente ein Hitzdrahtluftthermometer[7]), das noch eine Energie von weniger als 10^{-4} Watt zu messen gestattete. Thermoelemente oder Detektoren erwiesen sich als unbrauchbar, da die Zuleitungen zum Galvanometer störend auf das Feld der Paralleldrähte wirkten. Außerdem beeinflußten die Paralleldrähte induzierend diese Zuleitungen,

[6]) Antennenlitze wurde benutzt, um das Parallelsystem leichter straff spannen zu können.

[7]) A. Scheibe, Jahrb. d. drahtl. Telegraphie u. Telephonie, 25, 1925, 12.

wodurch am Detektor oder Thermoelement eine EMK hervorgebracht wurde, die sich der durch den aperiodischen Kreis im Indikator erregten EMK überlagerte und den Ausschlag des Galvanometers fälschte.

Der gerade ausgespannte Heizfaden des Luftthermometers war entweder mit einer kleinen Koppelschleife eines aperiodischen Kreises aus wenigen Windungen verbunden oder er bildete die eine Schmalseite eines länglichen, auf die Senderwelle abgestimmten Resonanzkreises. Die Windungsfläche dieses Kreises lag immer in der Ebene des Paralleldrahtsystems, wie es in Fig. 8 skizziert ist. Der Kopplungsabstand k blieb konstant, während der Empfangskreis längs des Lechersystems verschoben wurde. Es ergab sich dann z. B. bei einer Wellenlänge von 80,8 cm die in Fig. 9 wiedergegebene Stromverteilung (i^2). Die Kreuze geben den rechnerischen Verlauf der Stromverteilung wieder. Die Abweichungen von der örtlichen Verteilung innerhalb des Bereichs der Halbwelle 2 scheinen von den dort liegenden Spannungszuführungen herzurühren.

Weitere Kurvenaufnahmen bestätigten die Ansicht von der Strom- bzw. Spannungsverteilung auf dem schwingenden Gebilde.

Zusammenfassung.

Es wird eine Schaltung angegeben, nach der bei sehr kurzen elektrischen Wellen ein Parallelarbeiten mehrerer Senderöhren zur Erzielung starker Schwingungen möglich ist.

Der Verstärkungsgrad einer solchen Schaltung, die Beeinflussung der Frequenz und die Stromverteilung auf den Verbindungsdrähten werden besprochen.

Diese Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Jena begonnen. Sie mußte infolge meines Ausscheidens aus dem Institut abgebrochen werden. Es ist mir eine ganz besondere Ehre, Herrn Geheimrat Prof. M. Wien und Herrn Prof. H. Busch für die liebenswürdige Unterstützung vielmals zu danken. Desgleichen danke ich dem Elektrophysik-Ausschuß für die Bereitstellung von Geldmitteln und der Firma Schott & Gen. Jena für die Unterstützung beim Bau geeigneter Röhren.

Originalapparate des Deutschen Museums zur Geschichte der drahtlosen Telegraphie.

Von **Franz Fuchs.**

Das Deutsche Museum in München, dessen Pforten im Mai d. Js. der Allgemeinheit feierlich eröffnet wurden, ist in erster Linie eine Bildungsanstalt größten Stils für die breitesten Massen unseres auf Naturwissenschaft und Technik eingestellten Volkes. Daher ist auch bei Aufstellung der Apparate und Maschinen, bei den Demonstrationseinrichtungen und Beschreibungen stets besondere Rücksicht darauf genommen, daß jeder, auch der fachlich nicht vorgebildete Besucher Belehrung finden kann.

In zweiter Linie bietet das Museum durch die dort zusammengetragenen Originalapparate und Maschinen, die in solcher Fülle sonst nirgends mehr zu finden sind, dem Fachmann eine unerschöpfliche Quelle für das Studium der Geschichte der Naturwissenschaft und Technik. In dieser Richtung konnte besonders die physikalische Abteilung des Museums, in der uns die Originalapparate von O. v. Guericke, Ampere, Ohm, Fraunhofer, Helmholtz, Hittorf, Röntgen, Heinrich Hertz u. a. als Marksteine der klassischen Physik entgegentreten, ziemlich vollständig ausgebaut werden.

Die Entwicklung des neuesten Anwendungsgebietes der Physik, die drahtlose Telegraphie, finden wir durch eine besonders reich besetzte Entwicklungsreihe dargestellt, die wir im Nachstehenden eingehender betrachten wollen.

Beim Betreten des in der Südostecke des ersten Stockes befindlichen Saales (Nr. 177) für drahtlose Telegraphie fallen uns sofort die denkwürdigen Originalapparate von Feddersen und Heinrich Hertz in die Augen. Die Arbeiten Feddersens über die elektrische Flaschenentladung stellen ja die Grundlage aller späteren experimentellen Untersuchungen über elektrische Schwingungen und Wellen dar. Feddersen selbst hat seine Apparate, mit denen er 1862 seine wichtigen experimentellen Untersuchungen über die Flaschenentladung ausführte, im Jahre 1906 dem damals neugegründeten Deutschen Museum überwiesen und ihre Aufstellung persönlich überwacht. Die Anordnung setzt sich zusammen aus dem Funkenapparat, der zugleich zur Erzeugung und photographischen Aufnahme des Funkenbildes dient, dem Rotationsapparat mit den um eine senkrechte Achse sich drehenden beiden Hohlspiegeln, welche das Funkenbild auseinanderziehen und schließlich aus der großen Reibungselektrisiermaschine und den zwei Batterien von je 8 Flaschen (vgl. Fig. 1).

Welch hohes experimentelles Geschick war erforderlich, um mit diesem primitiven Gerät die kinematographische Aufnahme des elektrischen Funkens durchzuführen und die sich in Millionsteln von Sekunden abspielenden Lichtschwankungen des Funkens zu messen. Feddersen berichtet uns ausführlich, wo die Schwierigkeiten lagen und wie er sie überwunden hat. Der Lauf des durch Gewichte angetriebenen Uhrwerks mußte für die Dauer der Aufnahme sorgfältig konstant gehalten werden, der Funke war gerade in dem Augenblicke auszulösen, wo das vom Spiegel reflektierte Funkenbild auf die Platte fiel, das Hin- und Hertanzen des Funkens in der Funkenstrecke mußte durch Überziehen der Polkugeln bis auf den Scheitelpunkt mit Schellack verhindert werden usw.

Die aufgestellten hübschen Originalnegative der charakteristischen Funkenaufnahmen erregen unser besonderes Interesse. Die Dauer einer Schwingung war bei langem Schließungsbogen und 16 Flaschen 45, bei 8 Flaschen 31, bei 4 Flaschen 22 Millionstel Sekunden. Die Schwingungen traten nur ein, wenn der Ohm'sche Widerstand des Kreises unterhalb eines bestimmten, von der Größe der Kapazität abhängigen Wertes (dem sog. Grenzwiderstand) lag. Auch den Einfluß der Länge und Aufspannungsart des Schließungsdrahtes, sowie der Induktion der Leiterteile aufeinander untersuchte Feddersen. Freilich konnte er die einfachen Beziehungen der Thomson'schen Formel nur qualitativ nachweisen, da ihm die genaue Messung der Kapazitäts- und Selbstinduktionswerte noch nicht möglich war.

Neben den Feddersen'schen Apparaten sehen wir in

einem besonderen Glaskasten zwei unscheinbare Apparate, die jedoch für die Weiterentwicklung und Forschung von großer Bedeutung waren. Es sind dies die sog. Knochenbauerschen Spiralen, an welchen Hertz erstmals die kräftige

rung überlassen. Eine kleine Sammlung von Apparaten, die meist von Hertz' eigener Hand aus Holz, Siegellack und Kupferdraht gefertigt sind, wurde bereits im Jahre 1906 von der Witwe Heinrich Hertz' dem Museum überwiesen. Aus der

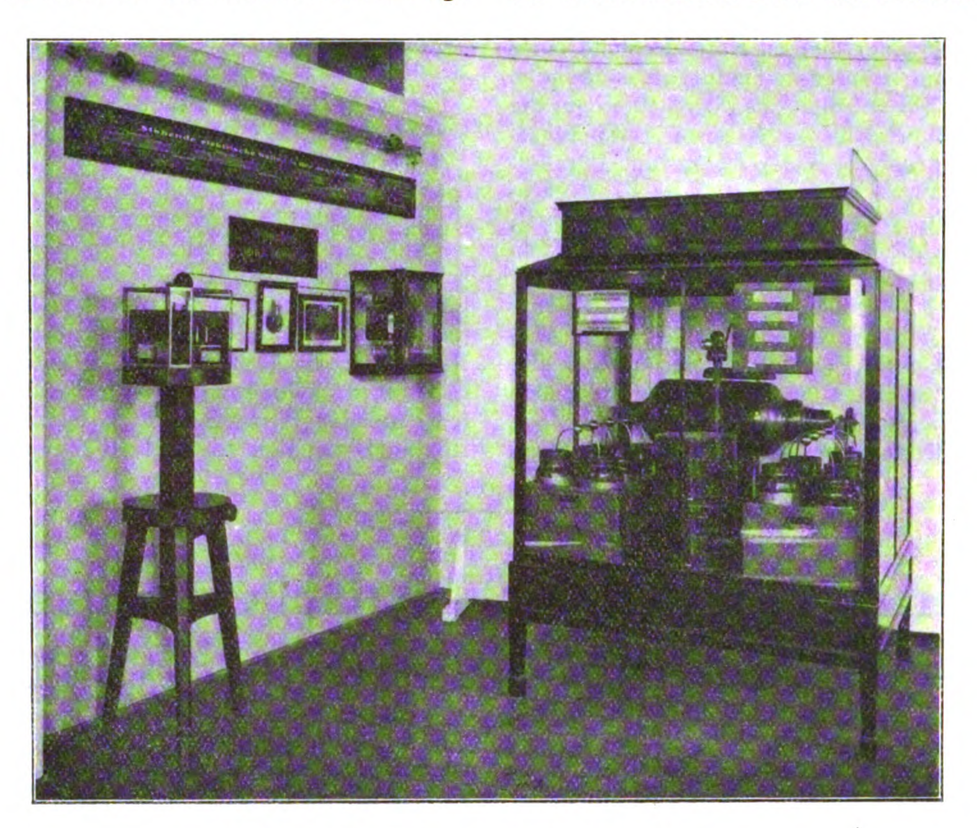


Fig. 1. Originalapparate von B. W. Feddersen.

Fernwirkung einer im Schwingungskreis einer Leidner Flasche liegenden Drahtspirale bei Entladung der Flasche auffiel, ferner der Originalapparat, mit dem W. von Bezold im Jahre 1870 mit Hilfe der Lichtenbergischen Figuren in

Fülle der Apparate seien nur die wichtigsten hervorgehoben. Im Mittelpunkt der Sammlung sehen wir den ersten Oscillator; an die Polkugeln einer Funkenstrecke sind zwei 1 m lange Kupferstäbe angeschlossen, die an den Enden mit Hohl-

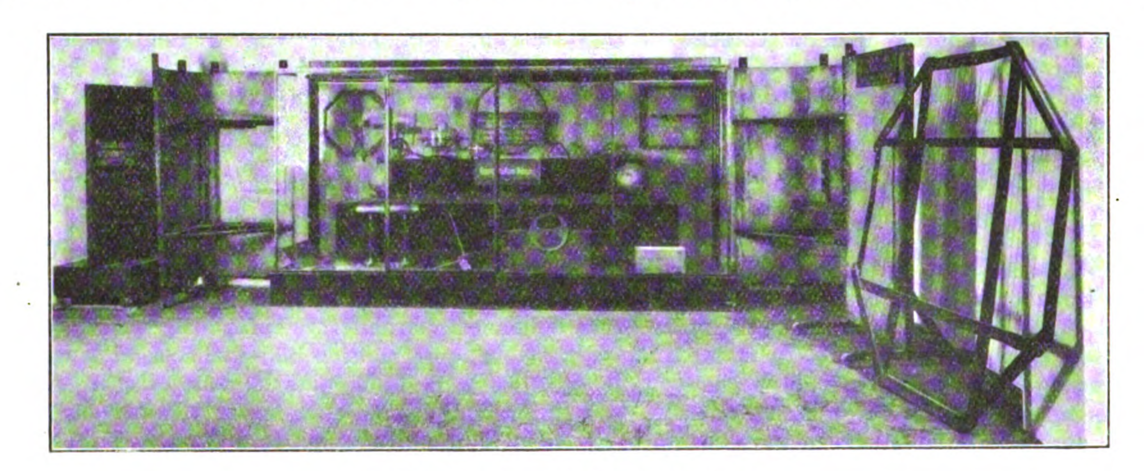


Fig. 2. Die Hertz'schen Originalapparate.

einem an eine Funkenstrecke angeschlossenem Drahte die Knoten und Bäuche stehender elektrischer Wellen nachwies.

Die Originalapparate von Heinrich Hertz (Fig. 2) stellen natürlich die Hauptzierde der historischen Abteilung dar; sie wurden dem Museum in bemerkenswerter Vollständigkeit und Unversehrtheit auf Antrag des verstorbenen Geheimrats O. Lehmann im Jahre 1913 leihweise und am Eröffnungstage des Museums als Festgeschenk der badischen Landesregie-

kugeln aus Zinkblech von 30 cm Durchmesser versehen sind. Die von diesem Oscillator ausgehenden Wellen waren nach den von Hertz ausgeführten Messungen etwa 4 m lang. Ein zweiter Oscillator besitzt nur 25 cm lange Drähte, die an den Enden quadratische Messingplatten von 40 cm Seitenlänge tragen. Die Resonatoren zum Empfang elektrischer Wellen zeigen die verschiedensten Formen und Größen, z. B. quadratische, achteckige, kreisrunde Formen, unter letzteren



solche von 70, 33 und 7 cm Durchmesser. Auch Resonatoren aus Drahtspiralen finden sich vor. Von besonderem Interesse für den Physiker ist der Apparat, mit welchem Hertz die Induktionserscheinungen in Isolatoren (Paraffin) nachgewiesen hat, sowie der 5 m lange aus 24 Drähten zusammengesetzte zylindrische Drahtkäfig, der Hertz zum Nachweis stehender elektrischer Wellen in Drähten diente. Nachdem Hertz mit den beschriebenen primitiven Apparaten die wellenartige Ausbreitung elektrischer Schwingungen im Raum gemäß den Annahmen der Faraday-Maxwell'schen Theorie auf geringe Entfernung nachgewiesen, ging er im Jahre 1888 daran, durch Einbau des Oscillators in einen parabolischen Hohlspiegel aus Zinkblech Strahlen elektrischer Kraft zu erzeugen, die auf größere Entfernung (bis zu 16 m) nachweisbar waren. Mit diesen gerichteten Strahlen hat dann Hertz die volle Übereinstimmung der elektrischen Strahlen mit denen des Lichtes nachgewiesen. Diese genial angelegten und meisterhaft durchgeführten Versuche erregten seinerzeit das größte Interesse nicht nur bei den Fachleuten, sondern in den weiten Kreisen aller Gebildeten.

Die hierbei verwendeten Apparate erwecken auch heute noch unsere größte Bewunderung. Von den beiden zwei Meter hohen Hohlspiegeln aus Zinkblech enthält der eine in der Brennlinie den Oscillator (Geber), der andere den Resonator (Empfänger). Die ganze Länge des Oscillators von nur 26 cm ermöglichte „kurze Wellen" von 50 cm Länge zu erzeugen. Für diese kurzen nach allen Seiten ausgehenden Wellen waren die Hohlspiegel groß genug, um sie durch Reflektion in ein paralleles Strahlenbündel zu verwandeln. Der Resonator im Empfangsspiegel bestand aus zwei geraden, 52 cm langen dünnen Messingdrähten, die zu einer außerhalb des Spiegels sitzenden Funkenstrecke geführt waren.

Mit diesen Spiegeln wies Hertz die geradlinige Ausbreitung des Wellenstrahls auf 16 m nach. Die Strahlen durchdrangen eine hölzerne Tür, während sie durch einen Zinkschirm abgefangen wurden. Ein auf einem ebenen Zinkschirm schräg auffallender Strahl wird nach dem Reflektionsgesetz zurückgeworfen. Im Museum sehen wir diesen „Spiegel" und ebenso das 12 Zentner schwere „Pechprisma", welches zum Nachweis der Brechung des elektrischen Strahles diente. Von besonderem Interesse ist schließlich der mit parallel laufenden Kupferdrähten bespannte achteckige Holzrahmen, den Hertz zum Nachweis der Polarisation der elektrischen Wellen verwendete.

Das von Hertz entdeckte Neuland lockte viele Physiker zur weiteren Durchforschung. Eine grundlegende Vereinfachung der Anordnung zur Messung der Länge der Drahtwellen gab Lecher im Jahre 1890 an. Wir sehen hier im Original dessen bekannte, heute noch zur absoluten Wellenmessung verwendeten Paralleldrähte. Daneben befindet sich die Arons'sche Röhre (1892), in welcher die beiden Paralleldrähte im Vakuum liegen.

An den historisch-wissenschaftlichen Teil der Sammlung schließt sich in einem Dunkelkabinett die Vorführung der elektrischen Schwingungen und Wellen mit Hilfe einer Braun'schen Röhre, eines Siemens'schen Oscillographen sowie der Seibt'schen Resonanzspule.

Sobald Marconi die hohe Bedeutung der Abstimmung von Geber und Empfänger erkannt hatte (1900), wandte man sich der Konstruktion genauer und handlicher Wellenmesser zu. Im Modell sehen wir den ersten in absoluter Frequenz geeichten Wellenmesser von J. Zenneck mit fester Kapazität und einer durch Verschiebung eines Drahtbügels auf zwei parallelen Drähten in messbarer Weise veränderlichen Selbstinduktion. Zu gleicher Zeit (1900) gab A. Slaby seinen Multiplikationsstab an, der im Original vorliegt. Die Meßgenauigkeit dieses aus einer durch Resonanz erregten Strahlspule bestehenden Wellenmessers war wegen seiner hohen Kapazitätsempfindlichkeit und seiner Abhängigkeit von der Luftfeuchtigkeit nicht sehr groß, indessen wurden die Slaby-Stäbe wegen ihrer bequemen Handhabung seinerzeit gern benutzt (Fig. 3).

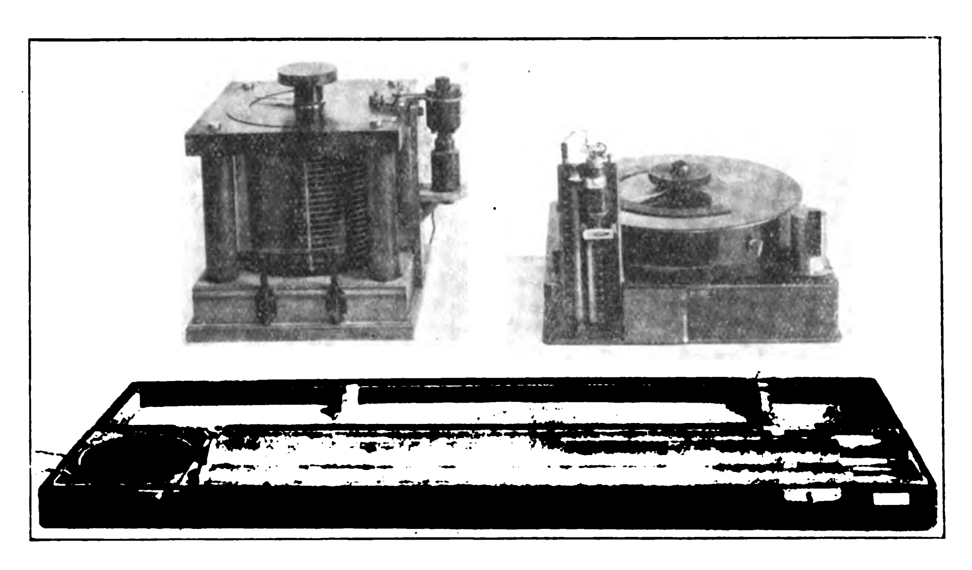


Fig. 3. Links: Wellenmesser nach Dönitz.
Rechts: „ „ Rendahl.
Vorn: „ „ Slaby.

Den im Jahre 1902 unter Verwendung des Koepsel'schen Drehkondensators mit Ölfüllung ausgebildeten Resonanzkreiswellenmesser von Franke-Dönitz zeigt das Deutsche Museum gleichfalls im Original. Als Anzeigeinstrument der Resonanz wird hier ein kleines Luftthermometer verwendet. Auffallend ist die geringe Selbstinduktion, die nur aus einem massiven Messingring besteht, während der mit Öl gefüllte schwere Drehkondensator eine beträchtliche Kapazität darstellt.

Um den großen und schweren Ölplattenkondensator zu vermeiden, hat Rendahl 1906 einen Wellenmesser mit stetig veränderlicher Selbstinduktion (Rendahl-Variometer) und abstufbarer Kapazität gebaut, den das Museum ebenfalls

im Original besitzt. Im Jahre 1906 gelang es aus dem Dönitzschen Wellenmesser durch Verringerung der Ausmaße und des Gewichtes des Kondensators und durch Verwendung von Spulen mit größerer Selbstinduktion statt der ursprünglichen Kupferringe, sowie durch Verbindung mit einem Summer nach werden kann. Als Beispiel eines derartigen Wellenmessers ist die Konstruktion von O. Scheller (Fa. Lorenz 1913) mit einem Wellenbereich von 8 000—32 000 m aufgestellt.

An der Fensterseite des Saales ist die Entwicklung der wichtigsten Sendersysteme dargestellt (Fig. 4).



Fig. 4. Die Entwicklung der Sendersysteme im Saale „Drahtlose Telegraphie" des Deutschen Museums.

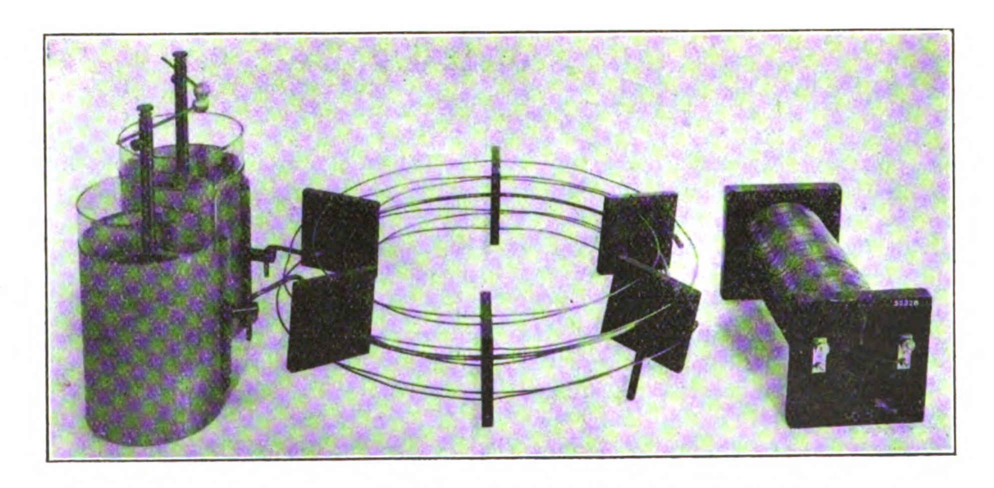


Fig. 5. Schwingungskreis und Lufttransformator von Braun.

der Lodge-Eichhorn-Schaltung das erste praktisch brauchbare Wellenmaßgerät zu schaffen, das im Deutschen Museum in mehreren Ausführungen von Telefunken, Seibt u. a. vertreten ist.

Das Arbeiten mit dem Resonanzwellenmesser erfordert stets eine gewisse Sachkenntnis des Messenden, vor allem die Wahl der richtigen Kopplung. Man hat daher versucht, ein die Wellenlänge direkt anzeigendes Instrument zu konstruieren, das ähnlich wie ein Strommesser eingeschaltet

Nach Bekanntwerden der ersten Marconi'schen Erfolge haben in Deutschland A. Slaby und Ferd. Braun an der Weiterentwicklung der Funkensender gearbeitet. Braun hat bereits im Jahre 1906 dem Deutschen Museum seine erste Versuchsanordnung des gekoppelten Senders überwiesen. Leider sind diese Originale, die während des Krieges als Belegstücke zur Behauptung der Priorität Brauns am gekoppelten Sender nach Amerika verbracht werden mußten, zu Verlust gegangen.

Als Ersatz hierfür ließ Herr Geheimrat Zenneck, der sich als seinerzeitiger Assistent von Braun genau an die Dimensionen der Braun'schen Anordnung erinnert, dem Museum eine naturgetreue Nachbildung des Braun'schen Schwingungskreises und seines Lufttransformators herstellen (Fig. 5).

Im Original sehen wir hier ferner die berühmte von Siemens ausgeführte Braun'sche Station, mit der im Jahre 1900 von Cuxhaven nach Helgoland (52 km) drahtlos telegraphiert wurde (Fig. 6). Als weitere Typen kommerzieller Knallfunkenstationen sehen wir eine Schiffsstation mit einer 1,20 m hohen Leidner Flasche, eine tragbare Eisenbahnstation sowie einen Torpedobootsender. Von Interesse sind die aufgestellten Knallfunkenstrecken, welche die verschiedensten Formen der Elektroden wie Kugeln, Halbkugeln, Ringe und Schneiden aufweisen. Neben den Einzelfunkenstrecken sind auch sog. Serienfunkenstrecken mit pilzförmigen oder mit parallel liegenden stabförmigen Elektroden (Rostfunkenstrecke) vertreten (Fig. 7).

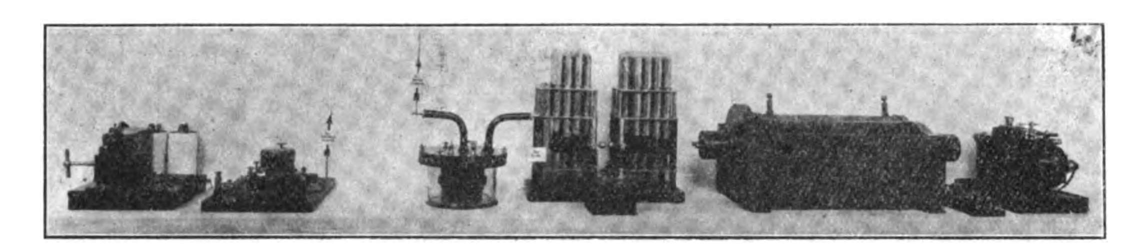


Fig. 6. Originalapparate aus der ersten Funkensenderanlage Cuxhaven-Helgoland von Braun-Siemens.

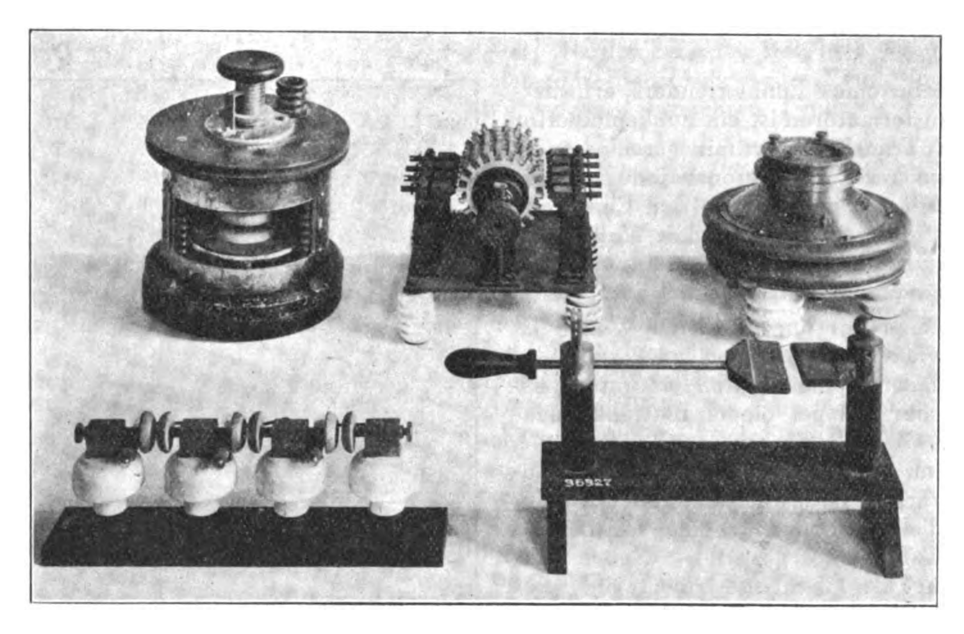


Fig. 7. Sammlung von Funkenstrecken.

Die weitere Entwicklung des Funkensenders war bestimmt durch zwei Forderungen: Verringerung der Dämpfung und Erhöhung der Funkenzahl. Beide Bedingungen wurden durch das System der Stoßerregung von Max Wien erfüllt, dessen erste Versuchsanordnung (1906—09) mit Stoßkreis und Löschröhre im Deutschen Museum zu finden ist. Statt der Löschröhre konnte auch eine Serienfunkenstrecke mit sehr geringem Abstand der Kugeln (unter 1 mm) zur Funkenlöschung verwendet werden. Eine hierfür besonders geeignete Funkenstrecke war die von Lepel angegebene Plattenfunkenstrecke, die gleichfalls in einer Originalausführung ausgestellt ist. Das Wien'sche System ist dann durch Telefunken konstruktiv weiter ausgebildet und zu hoher technischer Leistung gebracht worden. Insbesondere durch die Einführung der regelmäßigen, als Ton hörbaren Funkenfolge von 500—1000 in der Sekunde, durch Speisung des Induktors mit einer 500 periodigen Wechselstrommaschine wurde die Wirksamkeit des „Systems der tönenden Funken" erheblich gesteigert.

Neben den in den Sammlungen aufgestellten kleineren vollständigen Stationen ist auch die Entwicklung ihrer wesentlichen Teile wie der Kondensatoren, Selbstinduktionen, Koppelungen, Transformatoren dargestellt. An Hand dieser Sammlung können wir verfolgen, wie aus dem ursprünglichen physikalischen Apparat sich allmählich Hochfrequenzgeräte entwickelt haben, die man auch technisch weniger erfahrenen Personen anvertrauen kann. Die Entwicklungsreihe der festen Kondensatoren enthält verschiedene Typen und Größen von Leydner Flaschen mit Staniol- und Kupferbelegung, ein Flaschengestell der Braun-Siemensgesellschaft, eine Flasche aus Jenenser Minosglas, sowie Plattenkondensatoren mit Papier-Glimmer- und Glaszwischenlagen. Von den hauptsächlich auf der Empfangsseite verwendeten Kondensatoren mit stetig veränderlicher Kapazität sehen wir eine ältere Konstruktion mit ineinander verschiebbaren zylindrischen Röhren, ferner mehrere Drehplattenkondensatoren mit Luft- oder Ölfüllung von Telefunken, Seibt und andern.

In einem zweiten Schranke befinden sich die bei den ersten Funkensendern verwendeten Zylinder- und Flachspiralen aus versilbertem Kupferrohr oder Kupferband, die

Schiebespule, sodann die stetig veränderlichen Selbstinduktionen, die sog. Variometer mit zylindrischen und kugelschaligen Spulenkörpern, Klapp- und Tauchvariometer. Bemerkenswert ist ein zu Eichungen dienendes Normalvariometer. Von Koppelungsvorrichtungen sind vertreten: Sende- und Empfangstransformator von F. Braun, Schiebespulen- und Klapptransformatoren von Telefunken, Kugeltransformator der Lorenz A.-G. Die verschiedenen Wicklungsarten von Empfangsspulen zur Verringerung der Kapazität sind durch eine von A. Meißner herrührende Sammlung veranschaulicht.

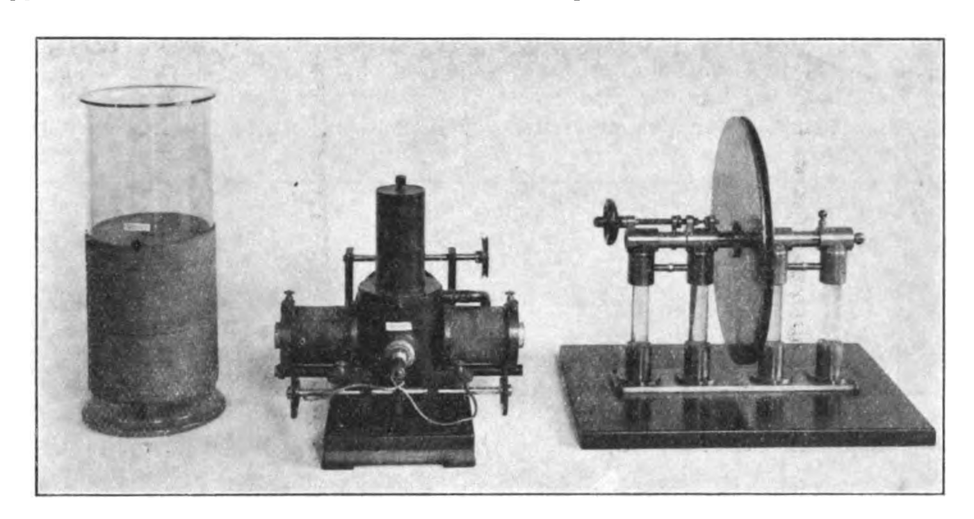


Fig. 8. Originalapparate von V. Poulsen.

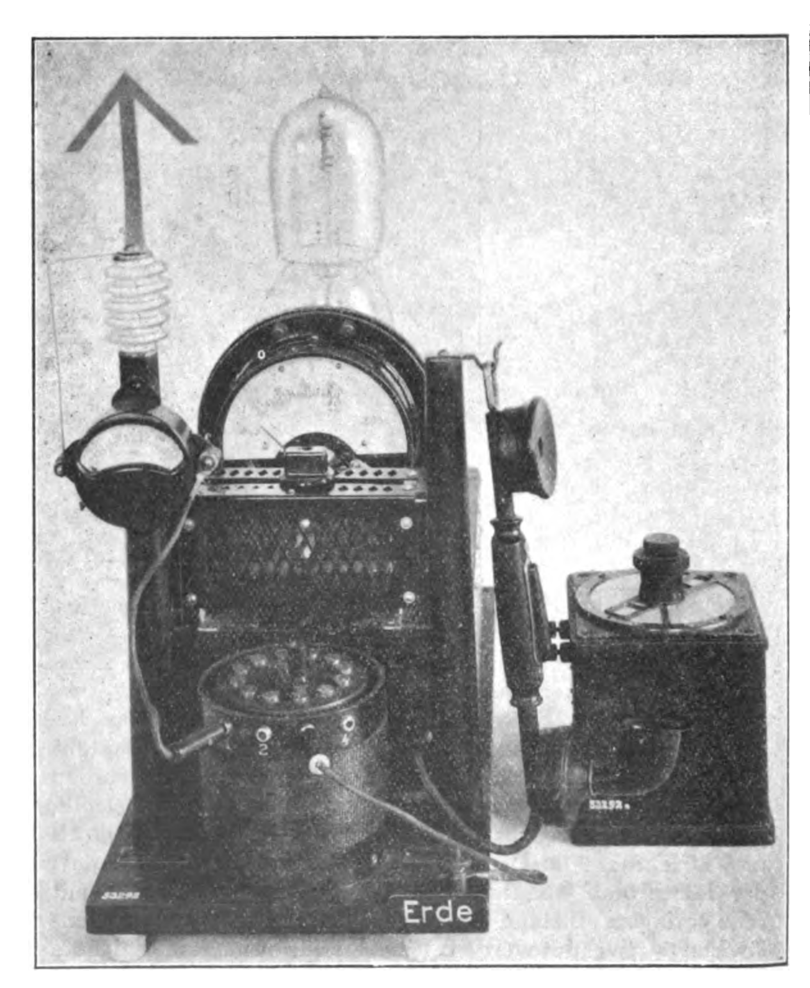
Von den zum Betriebe eines Funkensenders erforderlichen Hochspannungstransformatoren ist ein Funkeninduktor der A. E. G. (1900), ein Transformator mit geschlossenem Eisenring von Telefunken sowie der Resonanzinduktor von H. Boas aufgestellt. Mit der Darstellung der Einzelteile kommt die Entwicklung des mit gedämpften Wellen arbeitenden Funkensenders und damit die erste wichtige Epoche der „Funkentelegraphie" zum Abschluß.

Von den Sendesystemen mit ungedämpften Wellen ist der von Poulsen entwickelte Lichtbogensender zuerst zu praktischer Bedeutung gelangt. Seinen ersten Laboratoriumsapparat, bestehend aus der Lampe, einem Plattenkondensator und einer auf einen Glaszylinder aufgewickelten Spule, hat Poulsen bereits im Jahre 1908 dem Deutschen Museum als Geschenk überbracht (Fig. 8). Später hat der Erfinder gleichzeitig mit seinem Telegraphon noch eine vollständige Sendestation für 2 kW-Leistung gestiftet. Neben der Poulsenlampe ist die von Telefunken konstruierte in freier Luft brennende Lampe sowie die für Laboratoriumszwecke geeignete Anordnung von Kiebitz vertreten. Der von Telefunken 1908 zu Versuchen mit drahtloser Telephonie unter Verwendung der Telefunken-Serienbogenlampe gebaute Telephoniesender ist gleichfalls im Besitze des Museums.

Der Lichtbogensender ist in Deutschland hauptsächlich durch die Lorenz A. G. in elektrischer und konstruktiver Hinsicht weiter entwickelt und vervollkommnet worden. Eine Poulsen'sche Schiffsstation mit 4 kW-Leistung von Lorenz ist als Beispiel mittelgroßer Lichtbogenstationen aufgestellt.

Zur Vorführung der drahtlosen Telephonie mit dem Lichtbogensender dienen zwei zum Gegensprechen eingerichtete Modellstationen von E. Huth, Berlin.

Eine zweite Möglichkeit zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen bietet die Wechselstrommaschine selbst. So naheliegend der Gedanke war, so schwierig war wegen der erforderlichen hohen Frequenz (n = 50 000) seine technische Ausführung. Praktische Bedeutung hat dieses System daher erst gewonnen, als man darauf verfiel, die durch die Maschine erzeugte Frequenz stufenweise zu erhöhen. Historisch bemerkenswert ist eine von Zenneck schon im Jahre 1899 geschaffene Versuchsanordnung zur Frequenzwandlung mit Hilfe von Ventilzellen, weil sie bereits die Idee der Frequenzverdoppelung und die für später grund-



Erster Röhrensender von Dr. A. Meißner.

legend gewordene Schaltung zur Frequenzvervielfachung enthielt. Die beiden wichtigsten Systeme der Frequenzwandlung von R. Goldschmidt (1908), von Epstein (1902) und Graf Arco (Telefunken) sind durch ihre ersten Laboratoriumsmodelle vertreten. Ferner sehen wir hier im Original das erste Versuchsmodell einer Goldschmidtschen Hochfrequenzmaschine mit Zick-Zack-Wicklung im Rotor und Stator vom Jahre 1906. Die Maschine liefert bei 10 000 Touren Wechselstrom von 15 000 Perioden und 10 kW Leistung.

Die letzte, heute noch in der Entwicklung stehende Stufe der Sendesysteme stellt der Röhrensender dar. Der Erregung ungedämpfter Wellen war durch die Rückkoppelungsschaltung von S. Strauß und unabhängig von diesem durch A. Meißner der Weg gewiesen. Der von A. Meißner geschaffene Röhrensender mit Rückkoppelung ist durch einen Originalapparat mit Liebenröhre vom Jahre 1913 im Museum vertreten (Fig. 9). Zur Vorführung des Einsetzens der Schwingungen der Steuerung des Anodenstromes durch die Gitter-Besprechung usw. dient ein mit sichtbarer Leitung versehenes Lehrmodell eines Röhrensenders von Telefunken.

Die Röhrensender sind gegen Ende des Weltkrieges erstmals als sog. U. S.-Gerät, das auch in der Sammlung vertreten ist, in Gebrauch gekommen. Als feste Stationen kamen die Röhrensender bei uns zuerst in dem 1919 errichteten Reichsfunknetz in Verwendung. Auch diese Sendertype mit einer 500 Watt-Röhre, bestehend aus Röhrengerät, Zwischenkreis und Antennengerät, ist im Deutschen Museum zu sehen.

Die Entwicklung der Sende- und Empfangsröhren kommt in einem freistehenden Schrank durch eine übersichtlich angeordnete Röhrenpyramide zur Darstellung, während die physikalischen Vorgänge in der Röhre wie die Ventilwirkung, die Steuerung des Anodenstromes durch das Gitter usw. in einem Dunkelkabinett der Gruppe „Elektrische Strahlen" (Raum 172) vorgeführt werden. Von Empfangsröhren sind bemerkenswert: eine Audionröhre von de Forest, die Liebenröhre der A. E. G., Telefunkenverstärkerröhren mit tellerförmiger und zylindrischer Anode (1919—1920), Doppelgitterröhren, Sendeverstärkerröhre von Siemens & Halske, Seddigröhre, Oxyd- und Thoriumröhren von Telefunken u. a.

Die ersten in Deutschland entwickelten Empfangsapparate nach den Systemen von Braun-Siemens und Slaby-Arco sind durch eine Reihe Originalempfänger mit den zugehörigen Morseapparaten vertreten. Die Entwicklung des Detektors zeigt zunächst den primitiven Koepselhörer mit Graphit-Stahlkontakt, den elektrolytischen Detektor von Schlömilch, den Quecksilber-Kohärer, heizbare und nicht heizbare Thermodetektoren und schließlich eine Reihe der heute noch sehr verbreiteten Kristalldetektoren.

Die Detektorempfangsapparate sind durch ältere Hörempfänger mit Drehkondensator und heizbarem Detektor, einem Kavalleriehörempfänger von Telefunken mit Variometer, einem Primärempfänger mit eingebautem Wellenmesser von Huth und dem Pultempfänger mit Zwischenkreis und Potentiometer für Karborunddetektor von Telefunken vertreten. Die durch den Detektor gleichgerichteten Empfangsströme sind zu schwach, um einen Morseapparat zu betätigen, sie können jedoch an einem empfindlichen Saitengalvanometer Ausschläge hervorrufen, die auf photographischem Wege registriert werden können. Ein derartiger sogenannter Lichtschreiber von Edelmann (1909) ist gleichfalls aufgestellt. Zum Empfang ungedämpfter Wellen sind besondere Vorrichtungen erforderlich, von denen hier der Schleifer, der Poulsensche Tikker sowie der Schwebungszusatzkasten zu sehen sind. Die Audionschaltung ist durch einen Rückkoppelungsempfänger (E 285) von 200 bis 900 m Wellenbereich und einem Peilempfänger mit Röhre RE 11 von Telefunken vertreten.

Bemerkenswert ist der von O. Scheller konstruierte Mehrfachempfänger von Lorenz, mit dem man auf einer Antenne gleichzeitig zwei Wellen empfangen kann, ohne daß diese eine Rückwirkung auf einander ausüben.

Für die Entwicklung der Verstärker ist ein Mikrophonverstärker von Telefunken aus dem Jahre 1910 bemerkenswert. Ferner befinden sich hier neben dem ersten Röhrenrelais mit Liebenröhre eine Reihe von Verstärkern der im Weltkriege gebrauchten Typen.

So finden wir im Deutschen Museum einen interessanten Ausschnitt aus der Geschichte der drahtlosen Telegraphie. Freilich ist auch diese Darstellung nicht vollständig, denn viele wichtige Apparate, besonders aus der ersten Zeit, sind zerstört, andererseits können aus der neueren Entwicklung nur die allerwichtigsten Stufen berücksichtigt werden. Wir wissen nicht, an welchem Punkte der Entwicklung die drahtlose Telegraphie angekommen ist, aber unter der eben erwähnten Beschränkung ist es auch in Zukunft möglich, die neuesten, bahnbrechenden Errungenschaften auf diesem Gebiete im Museum aufzunehmen und es so dauernd lebendig zu erhalten.

Die Entwicklung der drahtlosen Schnelltelegraphie beim Haupt-Telegraphenamt Berlin.

Von **Alfred Wratzke.**

Die drahtlose Telegraphie hat im Europaverkehr in erster Linie die Aufgabe, Verbindungen mit solchen Ländern herzustellen, nach denen keine unmittelbaren Draht- bzw. Kabelverbindungen bestehen oder wegen ihrer allzu großen Länge unzuverlässig arbeiten. Sie ist vor allen Dingen dann am Platze, wenn der Drahtweg durch mehrere Zwischenländer führt und bei der Beförderung auf dem Funkwege Transitgebühren erspart werden. Schließlich hat die Funkerei die Aufgabe, für die Drahttelegraphie einzuspringen, wenn aus irgendwelchen Gründen bestehende Draht- bzw. Kabelverbindungen unterbrochen sind.

Mit der Stellung dieser Aufgaben ergeben sich sofort auch die Forderungen, die der Telegraphenbetrieb an die Funkerei zu stellen hat. Der Funkbetrieb muß in der Lage sein, die Massen der im Europaverkehr vorliegenden Telegramme zu bewältigen, und er muß sie mit derselben Sicherheit verarbeiten wie der Drahtbetrieb, d. h. die Zahl der Rückfragen darf im Funkbetrieb nicht größer sein als im Drahtbetrieb. Diese Forderungen sind nicht leicht zu erfüllen, der Funkbetrieb des HTA ist jedoch auf dem besten Wege, ihnen zu genügen.

Da an den meisten Europaverbindungen des Berliner



Haupt-Telegraphenamtes (HTA) soviel Telegramme vorliegen — das HTA befördert täglich etwa 40 000 Auslandtelegramme —, daß der Hand-Hörbetrieb mit einer durchschnittlichen größten Geschwindigkeit von 90 Buchstaben in der Minute nicht im entferntesten in der Lage ist, den bestehenden Verkehr zu bewältigen, ergibt sich für die Funktelegraphie die Notwendigkeit, vom Hand-Hörbetrieb zum Schnellbetrieb, und zwar zum Typendruck-Schnelltelegraphen, überzugehen. Dies ist einer der leitenden Gesichtspunkte, der für die Entwicklung der Funktelegraphie des HTA in den letzten Jahren maßgebend war und auch in der nächsten Zeit maßgebend sein wird.

Die praktische Verwendung der Funk-Schnelltelegraphie für den Nachrichtenverkehr der Post setzte mit Versuchen des Telegraphen-Versuchsamtes gelegentlich der Nationalversammlung in Weimar ein, die das Ziel hatten, zwischen Berlin und Weimar zur Entlastung des Drahtbetriebes eine Funkverbindung zu schaffen. Die Versuche wurden vom Funkbetriebsamt bzw. später von der Abt. IV des Telegraphentechnischen Reichsamts zunächst im Rahmen des Inlandfunknetzes und schließlich auch im Europaverkehr fortgesetzt. Es entstanden so Schnelltelegraphenverbindungen im Inlandverkehr zwischen Berlin—Königsberg, Berlin—Leipzig und Berlin—Hamburg und im Auslandverkehr zwischen Berlin—Budapest und Berlin—London. Der Zweck dieser Versuche war, einmal die für den Funkverkehr zweckmäßige Anordnung der Schnelltelegraphen- und Funkapparate festzulegen und dann die Eignung der im Drahtbetriebe gebräuchlichen Schnelltelegraphensysteme für den Funkbetrieb zu untersuchen. Die Ergebnisse der in den Jahren 1920 bis 1922 vom Telegraphentechnischen Reichsamt und der Oberpostdirektion Berlin durchgeführten Betriebsversuche sollen im folgenden kurz zusammengefaßt werden [1].

Jeder Funkgroßbetrieb zerfällt in drei örtlich getrennte Teile: die Sendestation, die Empfangsstation und die Betriebszentrale. Beim postalischen Funkbetrieb sind diese drei Teile bekanntlich die Hauptfunkstelle Königswusterhausen, die Hauptfunk-Empfangsstelle Zehlendorf und die Betriebszentrale im Haupt-Telegraphenamt. Auch die drahtlose Schnelltelegraphie muß sich selbstverständlich dieser Dreiteilung anpassen. Bei den oben erwähnten Versuchen hat sich eine Anordnung der Funk- und Schnelltelegraphenapparate als zweckmäßig ergeben, wie sie in den Fig. 1 bis 3 dargestellt ist. In Fig. 1 ist eine Empfangsanordnung schematisch wiedergegeben. Gegenüber einer Empfangsanordnung für Hörbetrieb, bei der gewöhnlich beim Empfang ungedämpfter Sender der Ton 1000 mittels des Überlagerers eingestellt wird und so letzten Endes ein niederfrequenter Wechselstrom im Telephonkreis entsteht, muß die Empfangsapparatur für automatischen Empfang durch einen Röhrengleichrichter [2]) vervollständigt werden, der den Wechselstrom gleichrichtet, damit ein Relais betrieben werden kann. Die Relaisströme werden dann über eine Telegraphenleitung der Betriebszentrale (vgl. Fig. 2) zugeführt, wo sie den Schnellempfänger betätigen. Da zwischen dem Beamten in der Betriebszentrale und dem Beamten der Empfangsstation ein enges Zusammenarbeiten erforderlich ist, muß für eine unmittelbare Verständigungsmöglichkeit beider Stellen gesorgt werden, die am einfachsten dadurch hergestellt wird, daß man zur Übertragung eine simultan geschaltete Doppelleitung benutzt, die dann sowohl die Verständigung der Beamten, wie auch zur Übertragung der Telegraphierströme dient. Die in Fig. 1 angegebene Empfangsschaltung hat sich im Schnellverkehr mit London im allgemeinen bewährt, jedoch wird sie in vielen Fällen sich als nicht genügend störungsfrei erweisen. Um von Störungen besser frei zu kommen, ist die Verwendung besonderer Selektionsmittel erforderlich. Die Verwendung hochselektiver Empfangsanordnungen setzt jedoch voraus, daß die Senderwelle

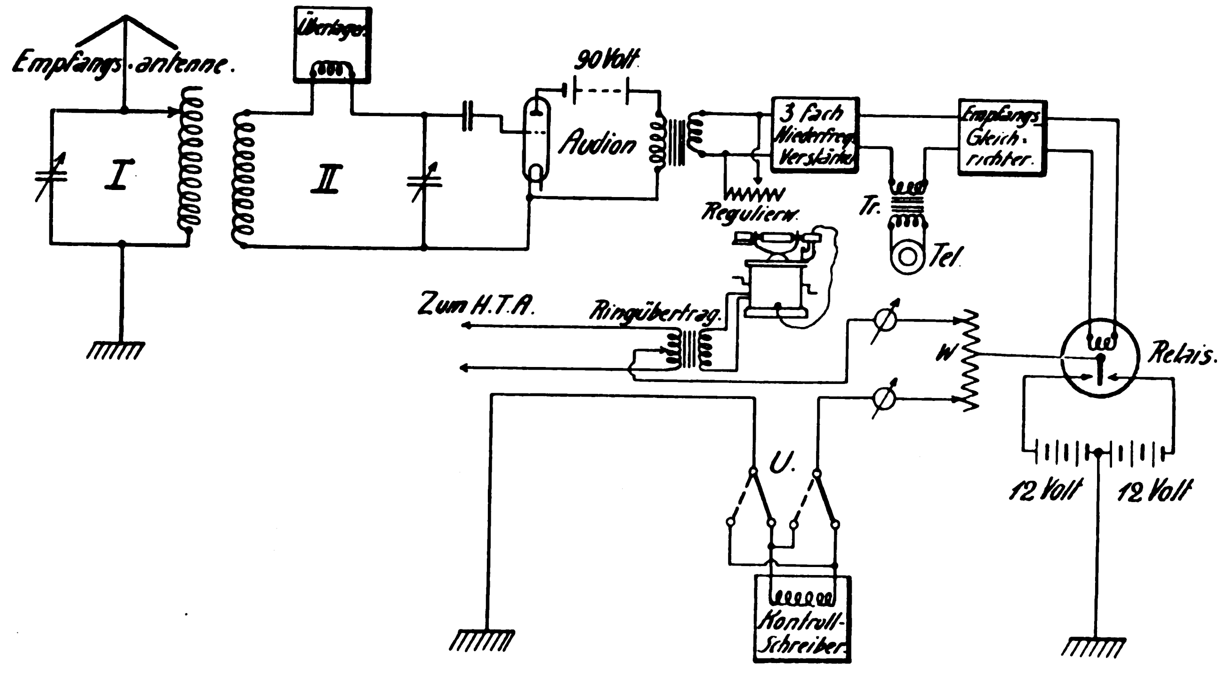


Fig. 1. Empfangsanordnung.

[1]) Vergleiche F. Banneitz: Über Betriebsversuche und Erfahrungen mit drahtloser Schnelltelegraphie, Tel.- und Fernsprechtechnik 1920, Heft 5, ferner F. Banneitz: Über Versuche und Erfahrungen mit drahtloser Schnelltelegraphie bei der Reichspost, E. T. Z., 1921, Heft 27 und A. Wratzke: Die drahtlose Schnelltelegraphenverbindung zwischen Berlin und London. Tel. und Fernsprechtechn., X. Jahrg., Nr. 8.

[2]) Vgl. F. Banneitz: Über Versuche und Erfahrungen mit drahtloser Schnelltelegraphie bei der Reichspost. E. T. Z., 1921, Heft 27.



der Gegenstation genügend konstant ist. Im praktischen Betriebe wird die Anwendung selektiver Empfangsanordnungen vielfach dadurch beschränkt, daß die Wellenkonstanz der Gegenstation nicht ausreichend ist.

Fig. 2 zeigt die Schaltung eines Arbeitsplatzes der Funkschnelltelegraphie, die im wesentlichen der Schaltung eines Arbeitsplatzes für den Drahtbetrieb gleicht. Für den Funkbetrieb sind lediglich noch zwei Fernsprechapparate erforderlich, die dem Bedienungspersonal die Möglichkeit geben, sich mit der Empfangsstation, wie bereits eben erwähnt, und mit der Sendestation in Verbindung zu setzen. Für die Einordnung der Funkschnelltelegraphie in den Telegraphenbetrieb bestehen zwei Möglichkeiten. Die Schnelltelegraphenapparate können entweder in der Funkbetriebszentrale oder in den Betriebsräumen des Drahtbetriebes aufgestellt werden. In beiden Fällen ergeben sich, vom betriebstechnischen Standpunkt aus betrachtet, Vorteile und Nachteile,

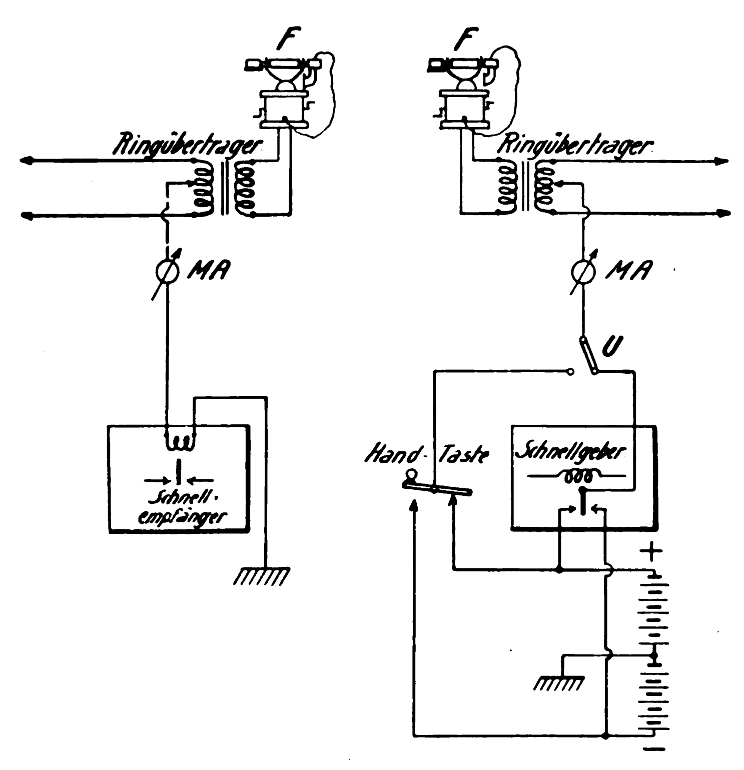


Fig. 2. Einrichtungen der Betriebszentrale.

die von Fall zu Fall in Erwägung gezogen werden müssen. Wenn es sich z. B. darum handelt, neben einer Drahtverbindung mit demselben Schnelltelegraphensystem eine Funkverbindung zu betreiben, würde die Aufstellung des Systems für den Funkbetrieb neben dem Drahtsystem unverkennbare Vorteile haben, insofern, als die vorliegenden Stanzstreifen je nach den Betriebsbedingungen sowohl am Draht- wie am Funksystem verarbeitet werden können. Ferner kann Personal des Drahtbetriebes ohne weiteres für den Funkbetrieb herangezogen werden, da in der Bedienung der Apparatsysteme keine Unterschiede bestehen. Werden jedoch die atmosphärischen Bedingungen ungünstig, so daß kein Schnellverkehr mehr möglich ist, muß der Funkbetrieb abgebrochen werden, ohne daß auf Hörempfang, der gewöhnlich immer noch durchführbar ist, übergegangen werden kann, da der Lärm in den großen Betriebssälen des HTA den Übergang zum Hörbetrieb ausschließt. Es käme höchstens eine Umschaltung des Funkbetriebes in die Funkbetriebszentrale in Frage. Dieser bei der Aufstellung des Funksystems in der Drahtabteilung auftretende Nachteil fällt fort, wenn der Arbeitsplatz für Funkschnelltelegraphie in der Funkbetriebszentrale eingerichtet wird, da hier den atmosphärischen Verhältnissen entsprechend entweder Funkschnellbetrieb oder Hand-Hörbetrieb gemacht werden kann. Von der Betriebszentrale führt eine Tastleitung zur Sendestation und betreibt dort das Tastrelais des Senders. Fig. 3 zeigt die Schaltung eines 10-Kw.-Röhrensenders, der im Funkschnellverkehr mit London benutzt wurde. Soll ein Sender für Schnelltelegraphie Verwendung finden, ist unumgängliche Voraussetzung, daß die ausgestrahlte Welle vollkommen konstant ist. Bei Röhrensendern wird die erforderliche Konstanz durch Fremdsteuerung erreicht, die außerdem den Vorteil hat, daß man das Tastrelais in den Gitterkreis des Steuersenders legen kann. Man kann so, da die zu unterbrechenden Ströme sehr gering sind, kleine schnellarbeitende Relais verwenden. Bei den bisherigen Schnelltelegraphenversuchen der deutschen Reichspost wurden hauptsächlich Röhrensender verwandt. Versuche mit einer Hochfrequenzmaschine von Lorenz (System Schmidt) sind im Gange und bereiten keine grundsätzlichen Schwierigkeiten.

Über die Eignung der einzelnen Schnelltelegraphensysteme für den Funkbetrieb hat F. Banneitz ausführlich berichtet [3]). Es soll in diesem Zusammenhange lediglich erwähnt werden, daß jedes Schnelltelegraphensystem sich grundsätzlich auch im Funkbetriebe verwenden läßt. Die damaligen Versuche wurden in erster Linie unter Verwendung des Maschinentelegraphen von Wheatstone, des Typendruck-Schnelltelegraphen von Siemens & Halske und des Hughestelegraphen durchgeführt und haben gezeigt, daß grundsätzliche Schwierigkeiten bei Verwendung dieser Apparate im Funkbetriebe nicht bestehen. Eine Klärung der Frage, welches Schnelltelegrahensystem in den Funkbetrieb der Deutschen Reichspost endgültig eingeführt werden soll, ist seinerzeit nur insofern erfolgt, als beabsichtigt war, die Leitfunkstellen des Inlandfunknetzes mit dem Siemensschnelltelegraphen auszurüsten. Dieser Plan ist aber nicht zur Ausführung gekommen und hat heute seine Bedeutung verloren, da der Betrieb des Inlandnetzes eingestellt ist.

Andererseits mußte mit Rücksicht auf die schnelle Entwicklung des Funkverkehrs mit dem Ausland in den Jahren 1920 bis 1922 eine Entscheidung getroffen werden. Für Funkverbindungen mit dem Ausland kommt jedoch der Siemensschnelltelegraph nur dann in Frage, wenn auch auf der Gegenstation dieses System vertreten ist. Bei den meisten Funkstellen des Auslandes findet aber der Maschinentelegraph von Wheatstone bzw. das Creedsystem im Funkverkehr Verwendung, so daß es nahe lag, auch im Betrieb des HTA das Creedsystem einzuführen. In diesem Sinne ist dann auch die Entscheidung gefallen und die Betriebszentrale des HTA ist für den Funkverkehr mit dem Ausland einheitlich mit Creedsystemen ausgerüstet worden. Die Gründe, die zu dieser Entscheidung führten, waren neben dem angeführten folgende: Für den Funkbetrieb eignet sich aus betriebstechnischen Gründen hauptsächlich ein Schnelltelegraphensystem, das die Morsezeichen benutzt. Der Funkbetrieb muß immer damit rechnen, daß die atmosphärischen Verhältnisse plötzlich so ungünstig werden, daß automatischer Betrieb nicht mehr möglich ist und auf Hörbetrieb übergegangen werden muß und daß umgekehrt unter Umständen sich die Verhältnisse plötzlich soweit bessern, daß wieder Schnellbetrieb gemacht werden kann. Bei allen

[3]) Vgl. Eppen: Über Gleichrichter für funkentel. Schnellempfang. Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie 1922, Heft 3, S. 173.



Schnelltelegraphensystemen, die nicht auf dem Morsealphabet beruhen, können beim Übergang zum Hörbetrieb die bereits fertigen Stanzstreifen nicht mehr verwendet werden. Andererseits treten beim Übergang vom Hör- zum Schnellbetrieb dadurch Verzögerungen ein, daß die Stanzstreifen erst angefertigt werden müssen und so für Schnellbetrieb günstige Zeiten unausgenutzt bleiben. Aus diesen Gründen eignet sich z. B. das Wheatstonesystem sehr gut für den Funkbetrieb. Es hat nur den Nachteil, daß die vom Wheatstoneempfänger gelieferten Morsestreifen erst mit Schreibmaschinen abgeschrieben werden müssen. Der Hauptvorteil des Creedsystems gegenüber dem Wheatstonesystem beruht nun darauf, daß bei diesem System auf der Empfangsseite mittels eines Lochstreifenempfängers ein Lochstreifen hergestellt wird, der gleich dem Sendestreifen ist und in einem besonderen „Übersetzer" in Typendruck übertragen wird. Außerdem ist die Originalausführung des Creedsystems mit in der Betriebszentrale unverkennbare Vorteile hat, da so die Einstellung des Gleichrichters in engstem Zusammenhang mit dem Schnellempfänger durch den Gruppenführer des Schnelltelegraphensystems erfolgen kann. Irgendwelche durch die Trennung des Gleichrichters von der Funkempfangsapparatur bedingte Nachteile sind nicht aufgetreten. Die Fig. 4 und 5 zeigen einen mit Creedsystem ausgerüsteten Arbeitsplatz der Betriebszentrale des HTA, und zwar Fig. 4 einen Sende- und Fig. 5 einen Empfangsplatz. Auf dem Bilde des Sendeplatzes ist rechts der Tastenlocher und links der Creedsender zu erkennen. Die Fig. 5 zeigt folgende Apparate: den Empfangsgleichrichter, Undulator, Lochstreifenempfänger und Übersetzer (von rechts nach links).

Zurzeit werden vom HTA Berlin folgende Funkverbindungen im Duplexverkehr mit Creedsystem betrieben: Die Verbindungen Berlin—Madrid und Barcelona und die Verbindungen Berlin—Belgrad und Wien. Sowohl die Verbin-

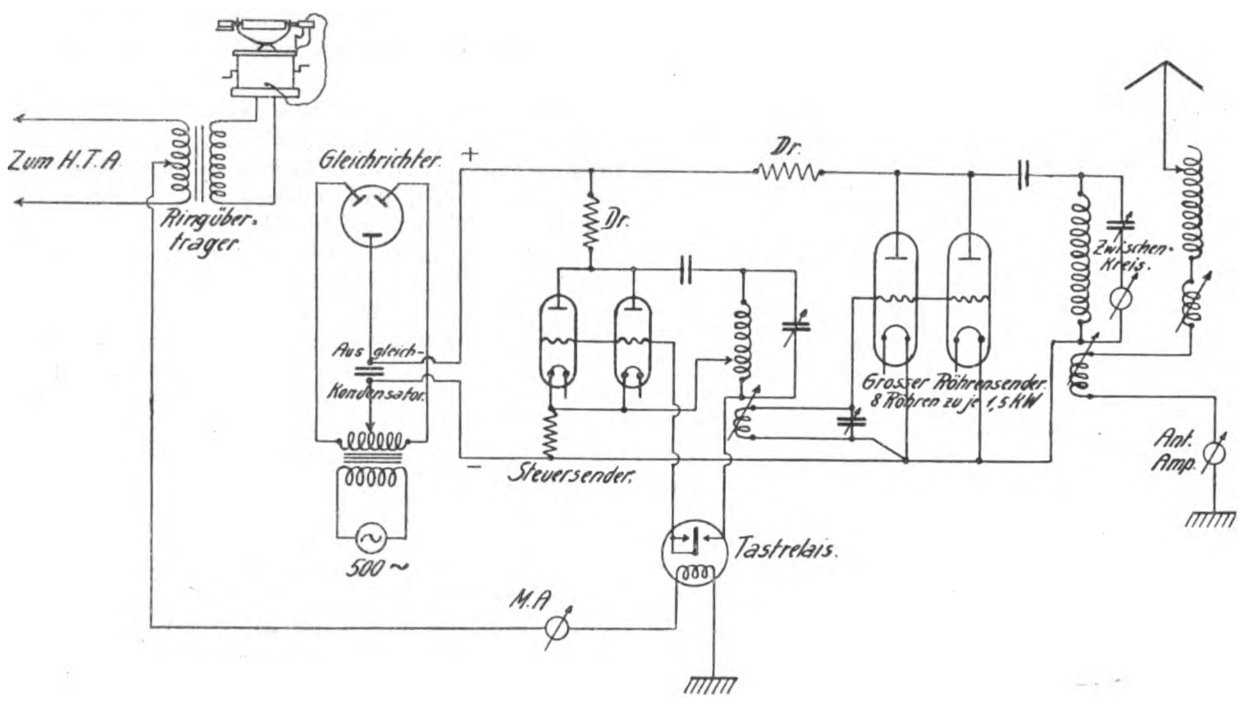


Fig. 3. Sendeanordnung.

einem Undulator ausgestattet, der entweder zur Kontrolle bei Typendruckempfang oder direkt zum Empfang benutzt werden kann, wenn die Bedingungen für Typendruckempfang zu ungünstig sind. In dieser Ausstattung paßt sich das Creedsystem in jeder Weise den Eigentümlichkeiten des Funkbetriebes an. Sind günstige atmosphärische Bedingungen, wird mit Lochstreifenempfänger und Übersetzer empfangen, beginnen die Bedingungen ungünstig zu werden, geht man auf Undulatorempfang über, und ist auch dies nicht mehr möglich, wird das Sendetempo soweit herabgesetzt, daß Hörempfang gemacht werden kann. Sobald andererseits die Empfangsbedingungen wieder günstig werden, kann man unverzüglich zum Schnellbetrieb übergehen.

In der bisher üblichen Anordnung der Funkapparate ist gegenüber der oben geschilderten Verteilung neuerdings insofern eine Änderung eingetreten, als der Empfangsgleichrichter aus der Empfangsstelle in die Betriebszentrale verlegt worden ist. Die Frage, ob es zweckmäßig ist, den Empfangsgleichrichter in der Empfangsstation oder in der Betriebszentrale aufzustellen, ist Gegenstand längerer Betriebsversuche gewesen, die erkennen ließen, daß die Aufstellung dungen mit Madrid und Barcelona wie auch mit Wien und Belgrad werden im Gabelverkehr abgewickelt, d. h. es wird für je zwei Gegenstationen derselbe Sender benutzt, während für jede Gegenstation eine besondere Empfangsanlage zur Verfügung steht. Für den Spanienverkehr werden vorläufig ein Sender der Transradio-Gesellschaft in Nauen (Maschine zu 16,2 Kw., Welle 4900) und Empfänger in Geltow benutzt, für den Verkehr mit Wien und Belgrad ein Sender der HFSt Königswusterhausen (Röhrensender zu 10 Kw., Welle 5200) und Empfänger der HFESt Zehlendorf (Wannseebahn). Der Betrieb erfolgt von der Betriebszentrale des HTA aus.

Bei diesen Verbindungen handelt es sich um leistungsfähige Absatzwege. Wenn sich auch im Spanienverkehr in den Sommermonaten während der Tagesstunden die atmosphärischen Störungen sowohl beim Empfang hier, wie auch in Spanien noch recht unliebsam bemerkbar machten, war im letzten Sommerhalbjahr doch während der Nachtstunden oft noch Schnellverkehr möglich. Im Winterhalbjahr wickelt sich der Schnellverkehr ohne jede Schwierigkeit ab. In jeder Beziehung als einwandfrei zu betrachten ist die Funkverbin-

dung mit Wien, bei der auch in den Sommermonaten bis auf einige Stunden an einzelnen Tagen Typendruckempfang durchgeführt werden konnte. An dieser Funklinie wird mit derselben Sicherheit wie im Drahtbetriebe gearbeitet, und auch ihre Leistungsfähigkeit entspricht vollkommen den Anforderungen des Betriebes. Man kann wohl sagen, daß die Funkverbindung Berlin—Wien neben den Verbindungen Paris—London und Wien—London zu den besten Funkschnellverbindungen des Europaverkehrs zählt. Gewöhnlich wird im Wienverkehr mit einer Geschwindigkeit von 350 bis 400 Buchstaben in der Minute in beiden Richtungen gearbeitet, so daß ohne weiteres täglich in jeder Richtung 1000 Telegramme verarbeitet werden können.

Auch der Funkverkehr mit Belgrad ist in erfreulicher Entwicklung begriffen. Seit einiger Zeit wird in Richtung Belgrad mit einer Geschwindigkeit von 450 Buchstaben in der Minute ohne jede Schwierigkeit gearbeitet. Neben diesen Creedverbindungen ist seit längerer Zeit eine Funkverbindung mit Riga im Gange, die mit Typendrucktelegraphen von Siemens betrieben wird. Das Schnelltelegraphensystem für die Verbindung mit Riga steht im Auslandsaal des HTA, und zwar wird dasselbe System benutzt, das sonst auf die Leitung arbeitet. Soll Funkbetrieb gemacht werden, was meist während der verkehrsreichen Tagesstunden oder wenn die Leitung gestört ist, geschieht, können die Schnelltelegraphenapparate durch eine einfache Umschaltung auf die funktechnischen Einrichtungen geschaltet werden. Der Betrieb läuft dann unter Verwendung des Personals für den Drahtbetrieb

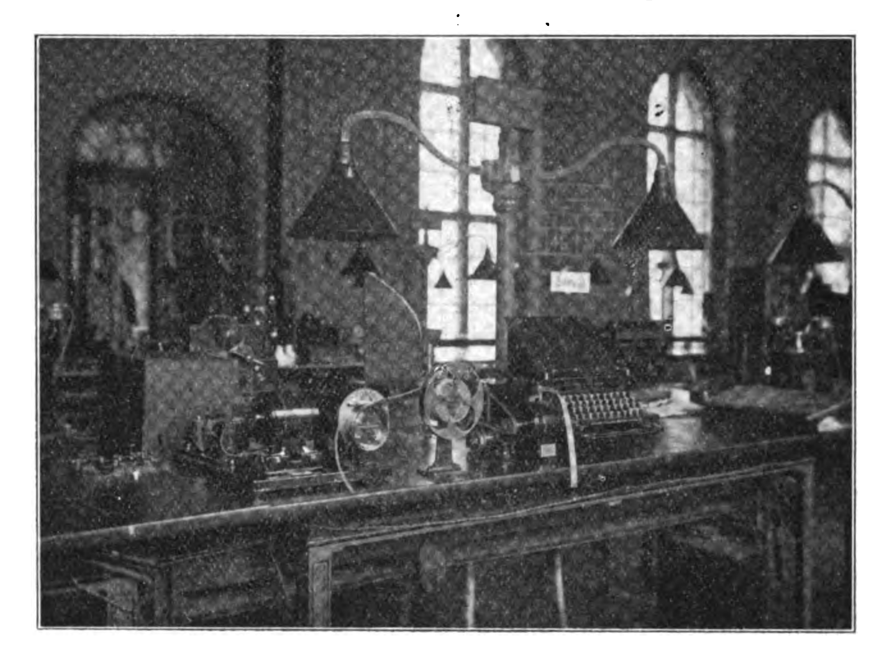


Fig. 4. Aus der Funkbetriebszentrale des H. T. A. (Senderplatz für Wien mit Creed-Sender und Creed-Stanzapparat).

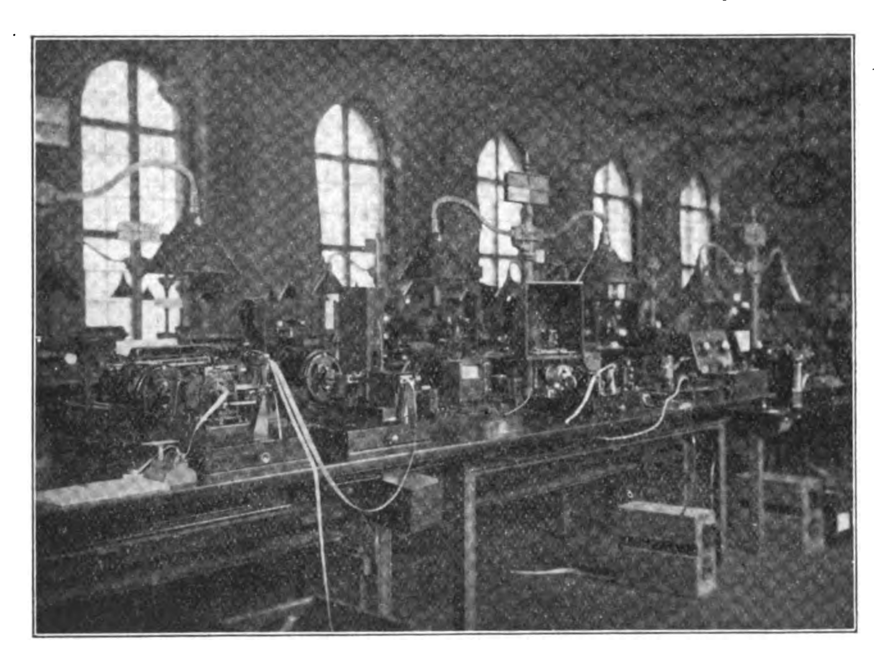


Fig. 5. Aus der Funk-Betriebszentrale des H. T. A. (Empfangsplatz für Barcelona mit Gleichrichter, Undulator, Lochempfänger und Übersetzer des Creed-Systems).

in der gewohnten Weise weiter. Diese Verbindung, die im Winterhalbjahr gut arbeitet, hängt in den Sommermonaten leider noch stark von den atmosphärischen Verhältnissen ab. Dies liegt in erster Linie daran, daß auf beiden Seiten ein Röhrensender von nur 5 Kw. zur Verfügung steht. Es ist beabsichtigt, auf deutscher Seite in Zukunft einen 10-Kw.-Sender zu benutzen, der auch in den Sommermonaten wenigstens in der Richtung Berlin-Riga den Betrieb sicherstellen wird.

Was die Leistung der Sender anbetrifft, läßt sich allgemein sagen, daß eine für Handbetrieb ausreichende Sendeenergie nicht genügt, um Schnellbetrieb sicher durchzuführen. Wenn sich auch durch Verbesserung der Empfangsmittel noch viel wird erreichen lassen, bleibt vorläufig im praktischen Betriebe, um den Schnelltelegraphenverkehr auch unter erschwerten atmosphärischen Bedingungen abwickeln zu können, nichts anderes übrig, als in den Sommermonaten wesentlich stärkere Sender einzusetzen, als unter normalen Verhältnissen erforderlich ist.

Außer den ständig betriebenen Schnelltelegraphenverbindungen hat das HTA wiederholt bei Kabelstörungen Schnellverbindungen aufgenommen, z. B. mit Oslo, Kopenhagen und Paris.

Die zukünftige Entwicklung des Funkbetriebes wird in der bisherigen Richtung, die durch den Übergang vom Handbetrieb zum Schnellverkehr gekennzeichnet ist, weiter fortschreiten. So ist zu erwarten, daß in allernächster Zeit auch die Funkverbindungen mit Moskau und Budapest zu leistungsfähigen Schnellverbindungen ausgebaut werden. Ferner ist beabsichtigt, neben den Kabelverbindungen mit London wieder eine Funkschnelltelegraphenverbindung einzurichten.

Ein kompensiertes Hitzdraht-Luftthermometer zur Messung schwacher Wechselströme.

Von **W. Schmitz.**

(Mitteilung aus dem Röntgen-Institut der Universität Bonn.)

Die bisher beschriebenen Luftthermometer[1]) zur Messung von Wechselströmen haben den Nachteil, daß sie eine vorherige Eichung erfordern, die außerordentlich abhängig ist von äußeren Umständen, Luftdruckschwankungen, Temperaturschwankungen, von der Beweglichkeit der in der Meßkapillare verwandten Flüssigkeit, der Länge des Flüssigkeitsfadens usw. und deshalb stets nur für kurze Zeit aufrecht erhalten werden kann. Auch sinkt bei kleinen Energien (10^{-4} Watt) die Meßgenauigkeit derart, daß der Nutzen einer Messung überhaupt in Frage gestellt wird.

Auf Vorschlag von Herrn Prof. Dr. Grebe ist nun ein Luftthermometer zur Messung der absoluten Energie von Röntgenstrahlen gebaut worden, das diese Schwierigkeiten durch eine Kompensationsanordnung umgeht und sich in entsprechender Form zur Messung von Wechselströmen eignet.

Fig. 1.

A und B sind zwei Dewargefäße, die je einen Hitzdraht H enthalten. Die Gefäße sind luftdicht verschlossen und durch die Meßkapillare C (zirka 3 mm Durchmesser) miteinander verbunden.

Bleibt nun der in der Kapillare befindliche Flüssigkeitstropfen (Äther, Alkohol) in Ruhe — unter einem Mikroskop beobachtet —, so müssen die in den Hitzdrähten fließenden Effektivströme gleich sein, wenn die Gefäße gleiche Volumina und die Hitzdrähte gleiche Widerstände besitzen.

Das Gerät gestattet also den Vergleich eines — leicht meßbaren — Gleichstromes mit einem Wechselstrom beliebiger Frequenz und Kurvenform.

Bei der Messung von Schallfrequenzen ergeben sich durch die Verwendung von Dewargefäßen keine Schwierigkeiten, für Höchstfrequenzen dürfte sich nach dem Vorschlag von A. Scheibe der Aufbau aus Preßkork empfehlen.

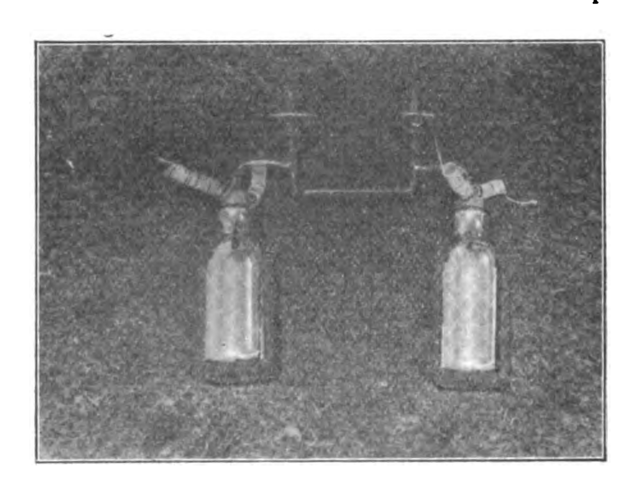


Fig. 2.

Der Meßbereich läßt sich bis zur Glühtemperatur über mehrere Zehnerpotenzen ausdehnen, auch läßt sich das Gerät durch passende Wahl des Widerstandes, bei entsprechender Umrechnung können diese selbstverständlich auch verschieden sein, leicht jedem „inneren Widerstand" anpassen.

[1]) Vgl. A. Scheibe, Über ein hochempfindliches Hitzdrahtluftthermometer zur Messung der Schwingungsenergie kurzer elektrischer Wellen. Jahrbuch, **25**, 12, 1925.



In ungeschützter Ausführung (Fig. 2) gestattet das Gerät die Messung von 1 Milliampère bei 100 Ω Hitzdrahtwiderstand, ohne besondere Vorsichtsmaßnahmen (10^{-4} Watt). Bei sorgfältigst ausgeführten Messungen konnten wir bei gutem Wärmeschutz (doppelwandiger Holzkasten mit Kupferfolie belegt und mit Kapok ausgefüllt) noch Stromstärken von 10 MA bei nur 0,2 Ω Systemwiderstand messen, also eine Energie von $2 \cdot 10^{-5}$ Watt.

Hierbei empfiehlt sich die Einschaltung von Wärmekapazitäten (W) in die Zuleitung; wir verwandten Bleiklötze von zirka 300 g Gewicht, die die Wärmezuleitung über die Zuführungsdrähte verlangsamen sollen, um Nullpunktsschwankungen, die schon durch momentanes Anfassen der Drähte hervorgerufen werden können, auf ein Mindestmaß zu reduzieren.

Die Empfindlichkeit dürfte sich bei hochohmigen Widerständen noch bis 10^{-6} Watt bei einer Meßgenauigkeit von etwa 5 % steigern lassen.

Das Gerät kann natürlich mannigfach variiert werden. Statt des einen Hitzdrahtes kann beispielsweise eine Kupferscheibe eingebaut werden und durch einen ähnlichen spiralenförmigen Kompensationskörper von bekanntem Widerstand, zweckmäßig gleicher Wärmekapazität, eine in der Scheibe induzierte Wechselstromenergie kompensiert werden.

Zur Messung von Röntgenstrahlenenergien wird ein Bleiabsorptionskörper eingebaut und die entwickelte Wärme gegen die im anderen Gefäße elektrisch erzeugte Wärme kompensiert.

(Eingegangen am 18. 11. 25.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Zweisystemröhren für Hoch- und Niederfrequenzverstärkung.

Von **S. Loewe** und **M. von Ardenne.**

Auf Grund der theoretisch feststehenden Gesichtspunkte erschien es aussichtsvoll, durch möglichst kapazitätsfreien Zusammenbau geeigneter Verstärkersysteme mit den notwendigen Übertragungs- und Kopplungsgliedern in einer Röhre günstige Hochfrequenzverstärkerwirkungen zu erreichen. Voraussetzung hierzu war, daß es gelang, hochohmige Widerstände und Gitterkondensatoren zu schaffen, welche die für die Entlüftung der Röhren notwendige Erhitzung bis nahezu 400° vertragen, ohne sich in ihren elektrischen Eigenschaften zu ändern. Die Widerstände mußten weiterhin frei von den auch von anderer Seite beobachteten, gelegentlich auftretenden Nachwirkungserscheinungen sein, welche sich bei der Verwendung in Hochfrequenzkreisen wie Kapazitäten äußern. Geeignete Widerstände standen in den neuerdings auch im Handel erhältlichen Vakuumwiderständen zur Verfügung [1]). Obgleich es an sich möglich ist, diese Widerstände ohne besondere Vakuumhülle direkt in das Hauptvakuum der Röhre einzubauen, erwies es sich im Anfang als zweckmäßig, die fertigen, selbst wiederum in Vakuum eingeschlossenen Widerstände zu verwenden. Bei den zahlreichen bereits durchgeführten Versuchen ergab sich, daß diese Widerstände tatsächlich allen an sie gestellten Ansprüchen entsprechen. Als Übertragungskondensatoren wurden anfangs ebenfalls für sich in Vakuum eingeschlossene, aus Glimmer und Kupfer zusammengelegte Einheiten benutzt.

Fig. 1 zeigt eine ältere Ausführung derartiger Röhren, wie sie bereits vor längerer Zeit vom erstgenannten Verfasser hergestellt worden sind [2]). Die mit solchen Röhren angestellten Versuche ergaben so ermutigende Resultate, daß durch den zweitgenannten Verfasser der Versuch zu einer besseren Ausgestaltung der Verstärkerstufen selbst unternommen wurde. Es wurden an Stelle der 1-Gitterröhren besonders dimensionierte Doppelgitterröhren verwendet, die einen für Widerstandsverstärkung geeigneten Durchgriff besaßen. Die Verstärkungseigenschaften der verwendeten Doppelgitter-Röhrensysteme und die Anpassung der äußeren Widerstände wurde unter Berücksichtigung der Systemkapazitäten derart bemessen, daß ein Optimum der Verstärkung für Wellen unter 1000 m zu erwarten war [3]). Abbildung einer solchen mit zwei Doppelgittersystemen ausgestatteten Röhre zeigt Fig. 2. Der Bau solcher Röhren ist bereits in größerer Stückzahl




Fig. 1.

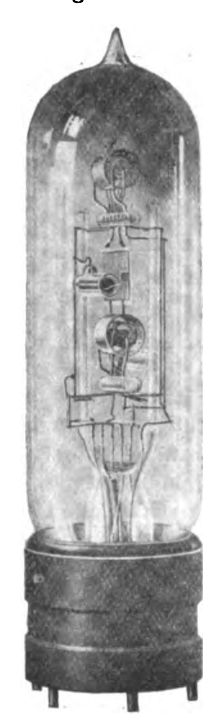


Fig. 2.

durchgeführt, wobei sich ergab, daß die mechanischen und vakuumtechnischen Schwierigkeiten als überwunden betrachtet werden können [4]).

In gleicher Weise wie die hier beschriebenen Hochfrequenzverstärkerröhren werden auch Mehrfachsystem-

[1]) Hergestellt von der Loewe-Radio G. m. b. H. Berlin-Friedenau.

[2]) Vgl. S. Loewe, Der Radio-Amateur, III. Jahrg., Heft 36, Seite 873, 1925.

[3]) Einzelheiten der Dimensionierung dieser Systeme werden hier mit Rücksicht auf schwebende Patentanmeldungen nicht gegeben, bleiben jedoch einer späteren Veröffentlichung vorbehalten. Es sei gleichzeitig der Hinweis gestattet, daß auf den Gesamtinhalt der hier gemachten neuen Mitteilungen Schutzrechte angemeldet sind.

[4]) Die Lieferung solcher Röhren wird in nächster Zeit durch die Loewe-Audion G. m. b. H. erfolgen.

röhren für Niederfrequenz gebaut, bei denen ebenfalls die Kopplungsglieder in der Röhre enthalten sind. Das äußere Aussehen stimmt mit der in Fig. 2 dargestellten Röhre überein. Bei Niederfrequenzröhren schien anfangs ein besonderer Grund zum Einbau mehrerer Systeme in ein einziges Glasgefäß nicht vorzuliegen. Einerseits zeigte sich aber der Zusammenbau solcher Mehrfachröhren in der Praxis wesentlich einfacher als ursprünglich vorauszusehen war [5]). Anderseits kommen jedoch auch bei Niederfrequenzverstärkerröhren die Systemkapazitäten bereits dann in Frage, wenn man mit sehr hohen äußeren Anodenwiderständen arbeiten will [6]). Bei solchen Niederfrequenz s p a n n u n g s - Verstärkerröhren kann die Heizleistung etwa auf ein Viertel, der Anodenstrom auf ein Hundertstel des Stromes einer normalen Verstärkerröhre herabgesetzt werden. Es verbrauchen daher Doppelröhren für Spannungs-Niederfrequenzverstärkung, welche — abgesehen von einer geringen inneren Umschaltung — ebenso aussehen wie die in Fig. 2 abgebildete Hochfrequenzverstärkerröhre, eine geringe Gesamtheizleistung und nur wenige Hundertstel des Anodenstromes der gewöhnlichen käuflichen Verstärkerröhren.

der Stadt Fernempfang von Rundfunksendern ohne Verwendung von besonderer Rückkopplung in den Geräten zu erzielen. Es handelt sich hierbei um Wellenlängen von 700 m bis 250 m abwärts. Die für solche Fernempfangsversuche benutzte Schaltung ist in Fig. 3 dargestellt. Von der Antenne wird ähnlich wie bei einem Detektorapparat zunächst auf die Hochfrequenzdoppelröhre gearbeitet, deren Ausgangsanodenkreis auf den abgestimmten Eingangsgitterkreis einer Niederfrequenzspannungsverstärker-Doppelröhre arbeitet. Diese Röhre übernimmt gleichzeitig die Gleichrichtung der hochfrequenten Schwingungen. Als dritte Röhre ist eine Lautsprecherröhre in der dargestellten Weise angeschaltet. Äußerlich betrachtet, weist eine solche Anordnung nur drei Röhren auf. Wie erwähnt, spielt der Stromverbrauch der zweiten Doppelröhre für Niederfrequenzspannungsverstärkung kaum eine Rolle, so daß der gesamte Heiz- und Anodenstromverbrauch einer solchen Anordnung von fünf Röhren den von drei Normalröhren nicht übersteigt. Es gelingt auf diese Weise, trotz erhöhter Empfangsleistung, die Ausnutzung der Batterien günstiger zu gestalten. Selbstverständlich ist die in Fig. 3 angegebene Schaltung nur eine beispielsweise Benutzung solcher Doppelröhren, deren Anwendbarkeit aber auch in allen sonst üblichen Schaltungen möglich ist, insbesondere in der sehr empfindlichen Zwischenfrequenz-Empfangsschaltung. Bei Verwendung solcher Empfangssysteme mit reiner Widerstandsübertragung und ohne wesentliche Rückkopplung fällt besonders bei Fernempfang die außerordentlich klare und verzerrungsfreie Wiedergabe im Vergleich zu Rückkopplungsgeräten auf. Dies beruht auf der wesentlich günstigeren Wiedergabe der bei stark angespannter Rückkopplung fast ausgeschalteten Seitenbandfrequenzen.

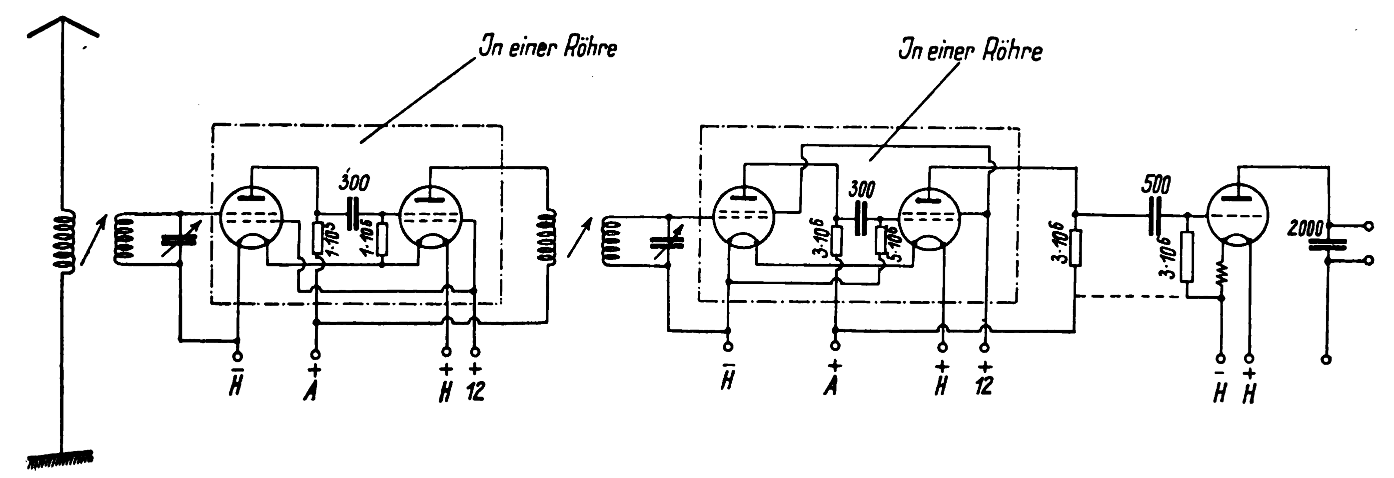


Fig. 3.

Die mit Niederfrequenz-Doppelsystemen erreichbaren Verstärkungszahlen sind sehr erheblich, die denen mit zwei durch Transformatoren gekoppelten Normalröhren durchaus gleichkommen, d. h. etwa 30fache Verstärkung pro System, mindestens 500fache Gesamtverstärkung eines Doppelsystems für die Frequenz 1000.

II. Schaltungen und ausgeführte Versuche.

Mit den entwickelten Zweisystemröhren für Hoch- und Niederfrequenzverstärkung wurde eine Reihe von praktischen Versuchen durchgeführt. Wie nach den aus Messungen festgestellten Verstärkereigenschaften zu erwarten war, ergaben sich sehr gute Empfangsresultate. Zunächst erwies es sich als möglich, auch an Antennen mittlerer Größe in

Eine genaue Messung des Verstärkungsfaktors bei verschiedenen Hoch- und Niederfrequenzschwingungszahlen ist zur Zeit im Gange. Die Grenze der Verstärkung nach kurzen Frequenzen liegt sicher unter 100 m. Nach den angestellten Versuchen dürfte die Verstärkungsgrenze sogar bei Wellen von unterhalb 70 m Länge liegen. Die Messung der Systemkapazität und Aufnahme der Kurven ergibt theoretisch ebenfalls, daß die Verstärkung derartig kurzer Wellen mit den beschriebenen Doppelröhren noch möglich sein muß.

(Eingegangen am 22. 12. 25.)

[5]) Die Technik der Herstellung solcher Röhren wurde von Herrn Dr.-Ing. E. Roemhild im Laboratorium der Loewe-Audion G. m. b. H. ausgebildet.

[6]) Vgl. M. v. Ardenne und H. Heinert, Bd. 26, Heft 2, Seite 52 dieser Zeitschrift.

Übersetzungen und Referate.

L. W. Austin. Empfangsmessungen auf große Entfernung im Jahre 1924. (Long distance radio receiving measurements in 1924.).

Übersetzt von J. Zenneck aus den Proceedings of the Institute of Radio Engineers **13**, 283—290, 1925.

Während des Jahres 1924 ist die Zahl der Stationen, die in Washington regelmäßig gemessen werden, um zwei vermehrt worden, Monte Grande (LPZ) in Argentinien und Cayey (NAU) auf Porto Rico. Monte Grande ist interessant einmal, weil es 2000 km weiter weg ist als die europäischen Stationen, und dann, weil die Wellen in der Richtung Süd-Nord von der südlichen zur nördlichen Halbkugel wandern und deshalb bezüglich Tages- und Jahreszeit mit ganz anderen Bedingungen zu tun haben, als die Wellen der europäischen Stationen auf ihrem Wege nach Amerika. Die Station gibt bei den Morgenmessungen dieselbe Intensität wie Nauen, und das Verhältnis des beobachteten Mittelwertes der Feldstärke zu dem aus der Austin-Cohenschen Formel berechneten ist etwa 3 : 1. Leider sendet Monte Grande nicht am Nachmittag.

Die Station Cayey wurde herangezogen teils weil ihre Frequenz (ungefähr 33 800/sec., $\lambda = 8870$ m) erheblich höher ist als diejenige der anderen Stationen, und teils weil ihre Wellen auf ihrem Weg zur Empfangsstation fast genau süd-nördliche Richtung haben und sich deshalb in gewissen Jahreszeiten nahezu parallel der Grenze hell-dunkel fortpflanzen. Der Gedanke lag nahe, daß infolge davon die Messungen um die Zeit des Sonnenuntergangs besondere Erscheinungen zeigen würden. Tatsächlich ist etwas derartiges nicht beobachtet worden; allerdings war die Zahl von Messungen, die um diese Zeit stattfanden, ziemlich beschränkt.

Die Monatsmittel der Feldstärken, die die verschiedenen Stationen gaben, und diejenigen der atmosphärischen Störungen zu derselben Zeit sind in den folgenden Tabellen und Kurven dargestellt.

Tabelle I.

Angenäherte Zahlen für die Sender.

	Frequenz	Wellenlänge in m	Antennenstrom in Amp.	Wirksame Höhe in m	Entfernung in km
Nauen POZ[1] . . .	23400/sec	12 800	390	145	6 650
Bolinas KET . . .	22900	13 100	420	51	3 920
Cayey NAU . . .	33800	8 870	150	120	2 490
Monte Grande LPZ	23600	12 700	610	150	8 300
Lafayette LY . . .	15900	18 900	475	180	6 160
Ste. Assise UFT .	20800	14 400	380	180	6 200
Ste. Assise UFU .	15000	20 000	475	180	6 200
Malabar PKX . .	19000	15 800	500	320	14 700
Cavite NPO . . .	19300	15 500	180	120	11 800

[1]) Während des Jahres hat Nauen zeitweise eine Antenne mit einer wirksamen Höhe von 175 m und einem Antennenstrom, der bei einer Frequenz von 23 400 zwischen 300 und 480 Ampère geändert wurde, benützt.

Tabelle II.

Monatsmittel für die Feldstärken der Station Lafayette (LY), Ste. Assise (UFU) und El Cayey (NAU) und der atmosphärischen Störungen während des Jahres 1924 in μVolt/m.

1924	Vormittag			Nachmittag			Vormittag		Nachmttg.	
	LY	UFU	Störungen	LY	UFU	Störungen	NAU	Störungen	NAU	Störungen
Januar	130,0	63,5	21,2	160,0	89,6	26,5	—	—	—	—
Februar	153,0	64,2	39,3	125,7	71,5	70,6	—	—	—	—
März	117,5	50,3	30,2	88,3	46,7	70,4	—	—	—	—
April	136,7	50,9	65,8	88,2	34,7	166,5	73,2	17,7	59,3	47,3
Mai	107,5	52,2	97,3	75,8	34,7	180,0	79,8	23,3	59,9	64,4
Juni	120,0	45,8	105,4	77,3	36,6	605,0	57,3	35,4	43,5	170,0
Juli	113,6	47,1	56,0	61,8	22,5	267,0	112,5	30,0	66,5	137,0
August	93,5	40,3	87,0	52,5	17,7	294,0	57,0	42,0	73,2	157,0
Septbr.	119,7	55,3	50,0	88,6	35,3	151,0	100,2	19,0	92,5	88,0
Oktober	113,7	54,4	46,0	137,4	57,0	110,0	87,0	10,0	67,6	31,0
Novbr.	87,8	37,4	38,3	180,9	66,3	66,0	62,8	10,8	65,1	14,0
Dezbr.	87,6	50,3	30,2	151,5	64,2	35,9	56,1	7,1	62,1	7,8
Mittel	115,0	50,9	55,5	107,3	48,0	170,2	76,2	21,7	65,5	79,6

Tabelle III.

Monatsmittel der Feldstärken der Station Ste. Assise (UFT), Bolinas (KET), Nauen (POZ) und Monte Grande (LPZ) in Volt/m und der atmosphärischen Störungen im Jahre 1924.

1924	Vormittag					Nachmittag				
	UFT	KET	POZ	LPZ	Störungen	UFT	KET	POZ	LPZ	Störungen
Januar	37,3	—	16,5	—	17,7	39,3	—	24,0	—	22,1
Februar	41,8	80,4	19,3	—	32,8	37,4	69,6	21,8	—	61,3
März	40,7	59,9	35,7	40,1	24,0	32,5	54,4	37,0	—	58,9
April	39,6	56,3	28,5	33,6	53,3	21,2	47,4	17,8	—	136,0
Mai	34,3	57,4	22,5	27,2	77,3	21,4	40,6	13,1	—	158,0
Juni	37,0	55,4	27,1	26,1	90,4	21,5	35,0	18,9	—	531,0
Juli	43,1	53,5	30,3	33,3	50,0	22,6	26,1	15,1	—	238,0
August	40,4	24,5	34,9	41,3	78,0	21,8	36,3	15,7	—	306,0
September	59,5	58,9	49,6	39,3	54,0	36,5	50,8	31,2	—	148,0
Oktober	49,9	62,7	31,2	42,3	31,0	44,0	59,8	32,0	—	81,0
November	24,3	49,3	14,5	38,4	26,0	39,0	61,2	43,8	—	56,0
Dezember	32,7	54,2	21,7	46,7	23,5	41,4	54,1	39,4	-	25,9
Mittel	40,0	55,6	27,6	36,8	46,5	31,5	48,6	25,8	—	156,0

Tabelle 1 gibt die ungefähren Daten der transatlantischen Stationen, soweit sie bekannt sind; Tabelle 2 und 3 die Monatsmittel der Empfangs-Feldstärke und der atmosphärischen Störungen in μVolt/m. Dabei ist zu bedenken, daß die Zeichen, die in Washington 10 Uhr vormittags von Europa empfangen werden, auf ihrem ganzen Wege Tageslicht haben, daß sie aber während der kurzen Wintertage etwas gestört sind, weil die Zeit, zu der sie ausgesandt werden, zu nahe bei dem europäischen Sonnenuntergang liegt. Die 3-Uhr-nachmittags-Signale werden während der Abendstunden ausgesandt, und

im Winter liegt ein erheblicher Teil ihres Weges in der Dunkelheit.

Figur 1 zeigt die Monatsmittel der Feldstärken für die 10-Uhr-vormittags-Signale von Bordeaux in den Jahren 1922, 1923 und 1924, Figur 2 die entsprechenden 10-Uhr-vormittags-Kurven für Nauen, Figur 3 die Morgenzeichen für Cayey und Monte Grande, Figur 4 die Änderungen in den Monatsmitteln der atmosphärischen Störungen 3 Uhr nachmittags für 3 verschiedene Eigen-Frequenzen der Empfangsapparate. In der letzten Figur ist der ausgesprochene Unterschied zwischen den Frequenzen 24 000 und 33 300/sec. bemerkenswert. In Figur 5 sind die atmosphärischen Störungen 3 Uhr nachmittags in den Jahren 1922, 1923 und 1924 für eine Frequenz von 24 000 (λ = 12 500 m) aufgetragen. Figur 6 enthält die entsprechenden Kurven bei einer Frequenz von 15 000 (λ = 20 000 m). Diese Kurven für die Jahre 1922, 1923 und 1924 sollen lediglich eine Übersicht geben. Es

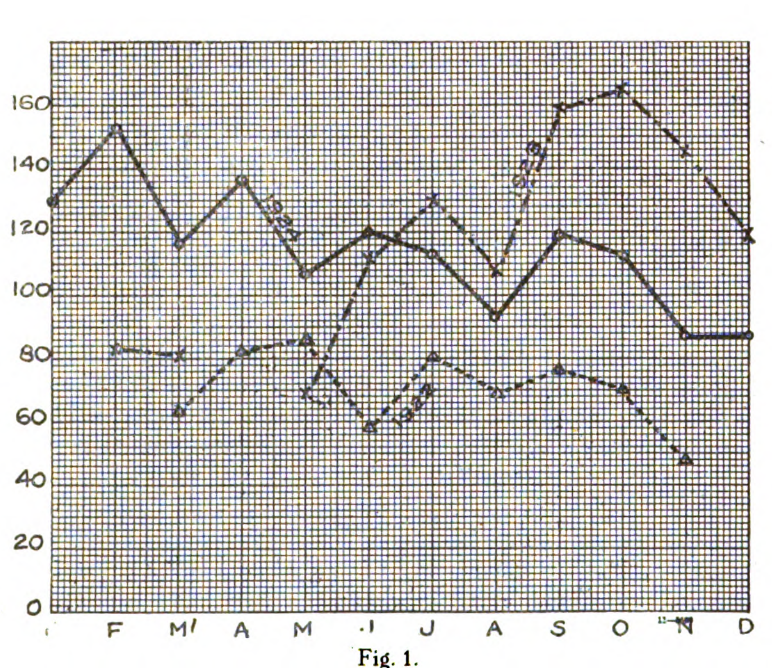


Fig. 1.
Monatsmittel der Feldstärke von Lafayette (LY) 10 Uhr morgens in den Jahren 1922-1923-1924.

würde verfrüht sein, aus den Änderungen, die in diesen Kurven zum Ausdruck kommen, bestimmte Schlüsse ziehen zu wollen.

Feldstärkemessungen wurden während des Augusts und Septembers in San Diego, Kalifornien für die Lichtbogen-Großstation Cavite (Philippinen) und Malabar (Java) gemacht. Die Entfernung zwischen Cavite und San Diego ist ungefähr 11 800 km (6 400 Seemeilen) mit einer Zeitdifferenz von 8 Stunden, während die Entfernung von Malabar 14 700 km (8 000 Seemeilen) mit einer Zeitdifferenz von 9 Stunden beträgt. Das ist ungefähr die größte Entfernung, die bei den heutigen Großstationen zur Verfügung steht, wenn die Ausbreitung über die ganze Strecke bei Tag und annähernd ausschließlich über Seewasser erfolgen soll. Auch in diesem Fall stehen nur etwa 2 Stunden während des Tages für die Beobachtung zur Verfügung, wenn man nicht an der einen oder anderen Station zu nahe an Sonnenaufgang oder -untergang herankommen will. Die Beobachtungen wurden mit der telephonischen Vergleichsmethode gemacht und die Apparate mit einem Hochfrequenz-Generator und einer Abschwäch-Vorrichtung, wie bei der Meßmethode der Western Electric, geeicht. Der beobachtete Mittelwert für Cavite ist 2,04 μ Volt/m, für Malabar 4,02, während sich nach der Austin-Cohen'schen Formel 0,69 bzw. 1,83 berechnet.

Während des Jahres wurden weitere Versuche gemacht, um den Einfluß starker atmosphärischer Störungen auf Feldstärkemessungen mit der telephonischen Vergleichsmethode zu bestimmen, und zwar einmal mit einer künstlichen Antenne und dann mit einer Hochantenne, auf die die atmosphärischen Störungen wirken. Das Resultat war folgendes:

1. Wenn zwischen den atmosphärischen Störungen Zwischenräume, die verhältnismäßig frei von Störungen sind, liegen, so sind die Messungen unabhängig von der Stärke der Störungen, vorausgesetzt nur, daß man die Telephone weit genug vom Ohr entfernt, um eine Betäubung des Ohrs durch die einzelnen Knacke zu vermeiden.

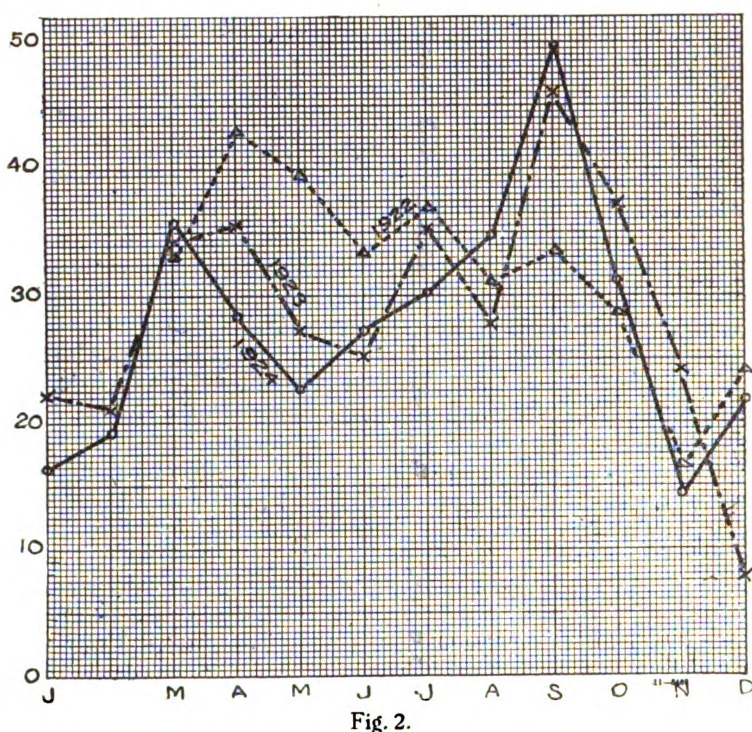


Fig. 2.
Monatsmittel der Feldstärke von Nauen (POZ) 10 Uhr vormittags in den Jahren 1922, 1923 und 1924.

2. Wenn die Störung praktisch ununterbrochen andauert, ihre Feldstärke aber geringer als etwa 7 mal die Feldstärke der Zeichen ist, so werden die Messungen ebenfalls nicht beeinflußt.

3. Sind die Störungen ununterbrochen, und zwar 7- bis 16 mal stärker als die Zeichen, so werden die gemessenen Werte für die Feldstärke zu klein.

4. Sind die atmosphärischen Störungen mehr als 16 mal so stark als die Zeichen, so werden die letzteren überhaupt nicht gehört.

Diese Versuche gestatten die Feldstärke der schwächeren Stationen an den Sommernachmittagen zu schätzen, anstatt sie willkürlich auszuschließen oder sie als unhörbar zu betrachten. Das kann von Bedeutung sein für Messungen über den fading-Effekt an Sommernachmittagen. Wendet man die Korrektionsmethode auf die Nachmittagsbeobachtungen im Jahre 1922 und 1923 an, so werden die Mittelwerte der Sommernachmittags-Messungen bei schwächeren Stationen wie Nauen etwa verdoppelt.



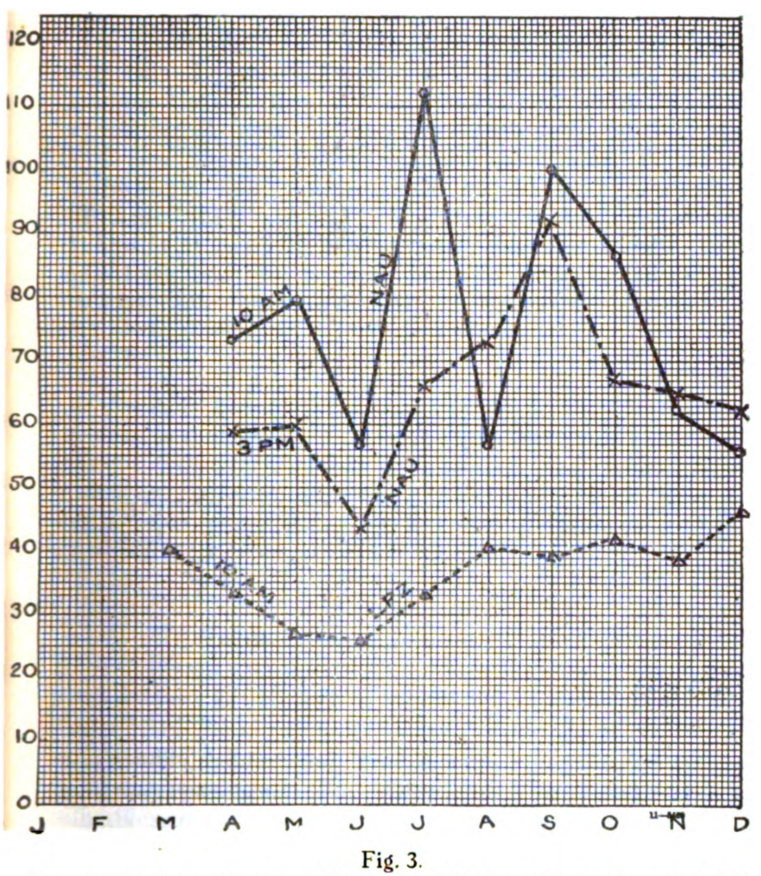


Fig. 3.
Monatsmittel der Stationen El Cayey (NAU) und Monte Grande (LPZ).

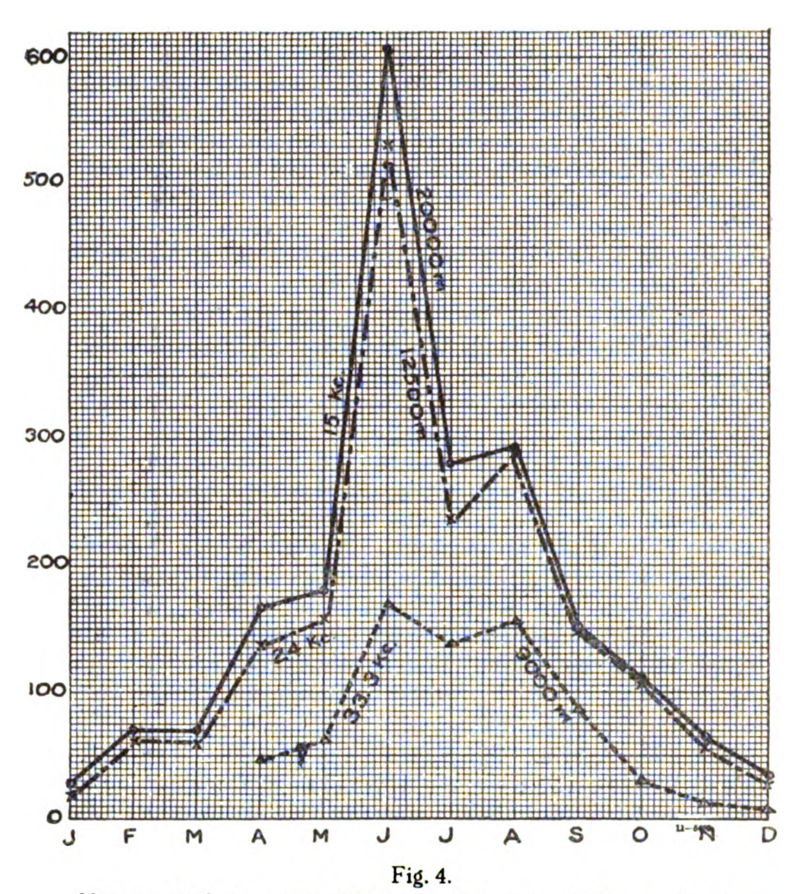


Fig. 4.
Monatsmittel der atmosphärischen Störungen 3 Uhr nachmittags im Jahre 1924 für die Frequenzen 15 000 ($\lambda = 20\,000$ m), 24 000 ($\lambda = 12\,500$ m) und 33 000 sec. ($\lambda = 9000$ m).

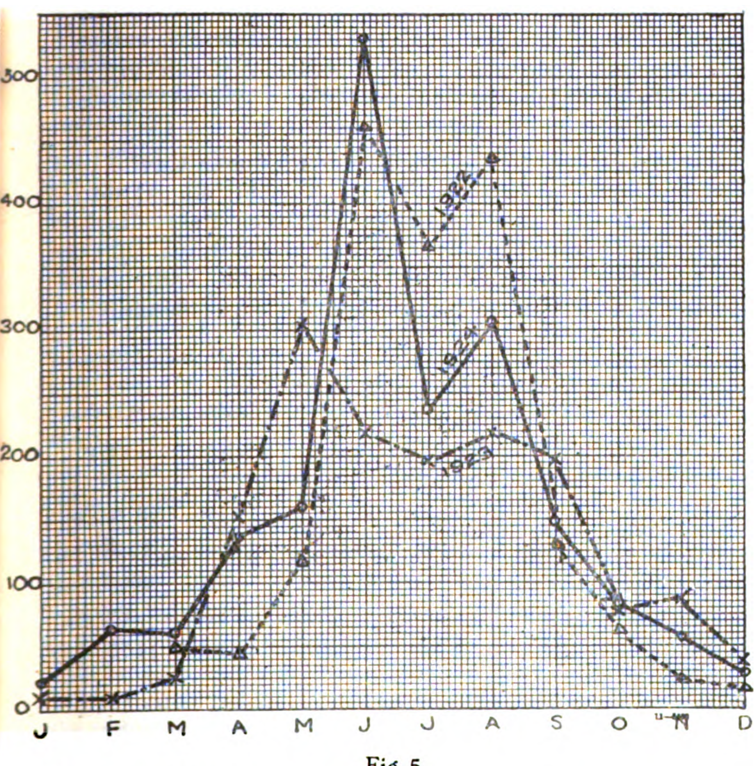


Fig. 5.
Monatsmittel der atmosphärischen Störungen 3 Uhr nachmittags in den Jahren 1922, 1923, 1924 für die Frequenz 24 000 sec. ($\lambda = 12\,500$ m).

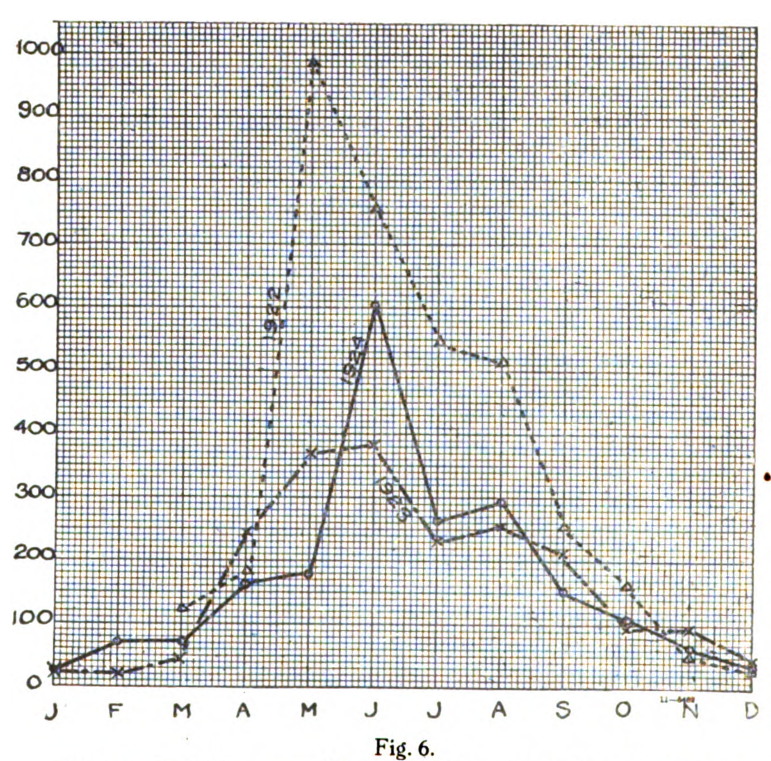


Fig. 6.
Monatsmittel der atmosphärischen Störungen 3 Uhr nachmittags in den Jahren 1922, 1923 und 1924 für die Frequenz 15 000 sec ($\lambda = 20\,000$ m).



Einige Versuche wurden gemacht bezüglich des Schwächerwerdens der Zeichen von europäischen Stationen zur Zeit des Sonnenuntergangs in Europa. Diese Erscheinung spielt eine Rolle für die sehr schwachen Zeichen, die bei den 10-Uhr-vormittags-Messungen im November, Dezember und Januar beobachtet wurden und ebenso bei der Nachmittags-Schwächung, die sich an den 3-Uhr-nachmittags-Zeichen im Sommer zeigte. Infolge des beschränkten Institutspersonals war es aber nicht möglich, diese Untersuchungen soweit zu führen, daß schon jetzt darüber berichtet werden könnte.

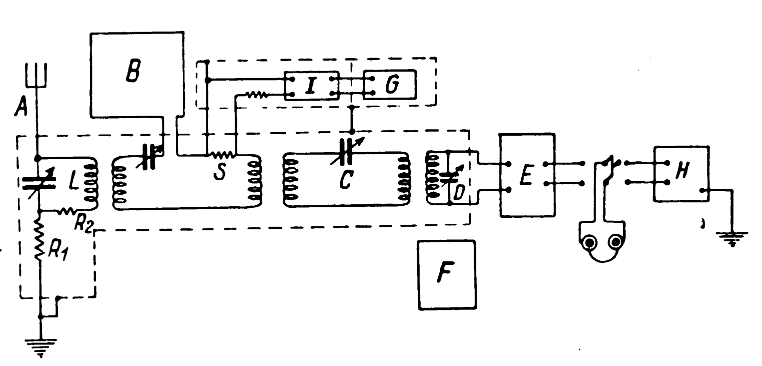
Die Feldintensität der Zeichen, die von Bordeaux (L Y) 3 Uhr nachmittags (nach Washington-Zeit) ausgesandt wird, wurde sowohl in Meudon (Frankreich) als in Washington auch weiterhin gemessen. Die Kurven, die die Monatsmittel für diese beiden Empfangsstationen darstellen, zeigen auch weiterhin eine bemerkenswerte Übereinstimmung. Diese Übereinstimmung wurde zuerst im Mai 1923 beobachtet, als Bordeaux seine Frequenz von 12 800 (λ = 23 400 m) auf 15 900 (λ = 18 900 m) umstellte. Entsprechende Messungen wurden nahezu gleichzeitig in Meudon und Washington an den Zeichen von Rocky Point, Long Island (WQL), gemacht. In diesem Fall läßt sich aber zwischen den beiden Empfangskurven keine Übereinstimmung mit Sicherheit nachweisen. Bureau of standards, Januar 1925.

L. W. Austin. Messungen der Feldstärken von Wellen über den Stillen Ozean. (Some trans-pacific radio field intensity measurements.) Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 151—157, 1925.

In der Einleitung, die reichliche Literaturangaben enthält, bemerkt der Verfasser, daß für Wellenlängen zwischen 300 und 20 000 m und für Entfernungen bis zu 6500 km Messungen bei Tag und über Salzwasser durch eine größere Zahl von unabhängigen Beobachtern gemacht wurden, und daß ihre Resultate mit wenig Ausnahme gut miteinander übereinstimmen. Für Wellenlängen zwischen 300 und 5000 m und bis Entfernungen von 5500 km stimmen die Resultate innerhalb der Fehlergrenzen auch gut mit der Austin-Cohen'schen Formel überein. Die größeren Wellenlängen (10 000 bis 20 000 m) geben dagegen größere Werte für die Feldstärke, als sich aus der angegebenen Formel berechnet; auf eine Entfernung von 6000 km ist das Verhältnis der beobachteten zu den berechneten Werten ungefähr 2 : 1. Auf erheblich größere Entfernungen liegen bisher nur wenige Beobachtungen vor, die darauf hinzuweisen scheinen, daß das Verhältnis zwischen beobachteten und berechneten Werten noch bedeutend größer ist.

Um die Verhältnisse gerade für sehr große Entfernungen mit langen Wellen zu prüfen, hat der Verfasser im August und September 1924 in San Diego in Kalifornien Messungen der Feldstärken der Station Cavite auf den Philippinen und Malabar auf Java vorgenommen. Die Entfernung zwischen Cavite und San Diego beträgt 11 000 km, diejenige von Malabar und San Diego 14 700 km. Die Zeitdifferenz zwischen San Diego und Cavite ist ungefähr 8 Stunden, diejenige von Malabar und San Diego ungefähr 9 Stunden, so daß im September für die Beobachtung ungefähr 2 bzw. 3 Stunden zur Verfügung stehen, wenn man in genügend großem Abstand von Sonnenuntergang und -aufgang bleiben will.

Die Anordnung, mit der die Messungen gemacht wurden, ist in der untenstehenden Figur abgebildet; sie war im wesentlichen dieselbe wie bei den früheren Messungen. A bedeutet eine eindrähtige Antenne von 30 m Länge und 20 m Höhe, B eine quadratische Rahmenantenne von 2,44 m Seitenlänge und 48 Windungen, drehbar um eine vertikale Achse; Abstand der unteren Rahmenseite von der Erde 3 m. C ist ein Zwischenkreis, D der Detektorkreis, E ein Dreifach-Hochfrequenzverstärker mit Transformatorkopplung, F ein lokaler Hochfrequenzgenerator zum Schwebungsempfang, H eine Niederfrequenzvergleichsquelle von 1000 Perioden/sec, über deren Konstruktion und Anwendung schon früher (vgl. ds. Jahrb. **25**, 62—63, 1925) berichtet wurde. Die Kopplungen zwischen den Kreisen B, C und D waren verhältnismäßig lose und blieben während der Dauer der Versuche unverändert. Die Kopplung des lokalen



Generators F wurde so einreguliert, daß der Schwebungston eine maximale Lautstärke besaß. Die Kopplung zwischen der vertikalen Antenne A und der Rahmenantenne B, die zusammen einen einseitig gerichteten Empfänger geben, ist derartig, daß der Empfänger auf Wellen, die eine entgegengesetzte Richtung hatten wie die zu messende Senderwelle, praktisch nicht ansprach. Zur Eichung der Anordnung diente ein Hochfrequenzgenerator G, der durch ein künstliches Kabel I hindurch in Widerstandskopplung S (1 Ohm) auf den Empfangskreis B wirkte. Das künstliche Kabel I reduzierte den Strom (1,6 mA) des Generators G auf den 500. Teil seines Wertes. Zur Verhinderung unerwünschter Kapazitätskopplungen dienten geerdete Kupferkästen (gestrichelte Linien in der Figur).

Die Messungen der Feldstärke der Stationen Cavite und Malabar wurden in zweierlei Weise gemacht, einmal durch Vergleich mit den amerikanischen Stationen Pearl Harbor (N P M) und Tuckerton (W G G) und dann durch direkte Messung. Die Konstanten der in Betracht kommenden Stationen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

	Pearl Harbor NPM	Tuckerton WGG	Cavite NPO	Malabar PKX
Frequenz	24 800	18 860	19 340	18 980/sec
Wellenlänge	12 090	15 900	15 500	15 800 m
Antennenstrom	170	470	180	500 Amp.
wirksame Antennen-Höhe	120	67,5	120	320 m
Abstand	4 200	3 800	11 800	14 700 km

Zu der für Malabar angegebenen wirksamen Höhe ist zu bemerken, daß Messungen in mäßiger Entfernung von der Station Werte gaben, die — wohl infolge des bergigen Charakters der Landschaft — zwischen 320 und 480 m schwankten.



Die Resultate für die Feldstärken in Mikrovolt/m gibt die folgende Tabelle.

	Cavite μ Volt / m	Malabar μ Volt / m
Nach direkter Messung	2,27	4,22
nach Vergleich mit Pearl Harbor	1,93	3,55
„ „ „ Tuckerton	1,93	4,26
Mittel	2,04	4,02
berechnet nach der Austin-Cohen'schen Formel	0,69	1,83

Danach beträgt also das Verhältnis der beobachteten zu den berechneten Werten in dem Fall von Cavite 2,96, in dem Fall von Malabar 2,20. Es ist also größer als bei kleineren Entfernungen, aber nicht so groß, als man nach den bisher vorliegenden vereinzelten Messungen auf große Entfernungen hätte erwarten müssen.

J. Zenneck.

L. W. Austin. Eine neue Erscheinung bei den Richtungsänderungen vor Sonnenuntergang. (A new phenomenon in sunset radio direction variations.) Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 409—412, 1925.

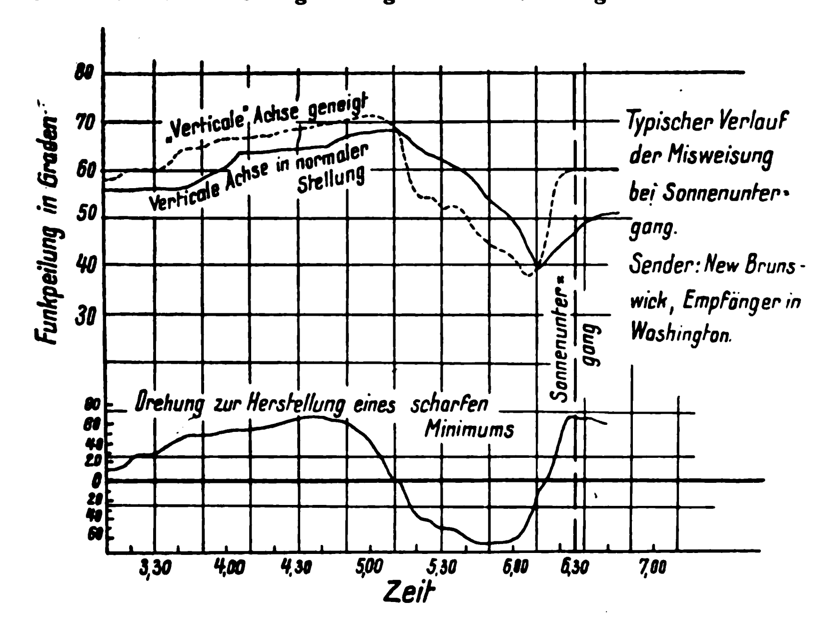
Die Beobachtungen über die Richtungsänderungen vor Sonnenuntergang wurden fortgesetzt. Es handelt sich um folgendes.

Die scheinbare Richtung der langwelligen Stationen New Brunswick und Tuckerton, die nordöstlich von Washington liegen, beginnt zwei oder drei Stunden vor Sonnenuntergang nach Osten zu wandern. Die Fehlweisung der Funkpeilung erreicht ein Maximum von 10 bis 15° ungefähr eine Stunde vor Sonnenuntergang. Die Peilung geht auf ihren richtigen Wert vor Sonnenuntergang zurück, um dann meist nach Westen abzuweichen, ehe die unregelmäßigen Richtungsänderungen, die man bei Nacht beobachtet, einsetzen. Das Bemerkenswerte an der Erscheinung ist ihre große Regelmäßigkeit; nur die Größe der Mißweisung und der genaue Zeitpunkt, in dem sie verschwindet, variiert von Tag zu Tag. Sie scheint aber nur bei Stationen in einem Abstand zwischen 100 und 300 km allgemein zu sein.

Das Vorzeichen der Mißweisung scheint von der Richtung, in der sich die Wellen ausbreiten, abzuhängen. Nach Beobachtungen von Englund in Cliffwood (New Jersy), die allerdings nur auf zwei bis drei Tage ausgedehnt wurden, wandert die Richtung der Wellen von Annapolis, das südwestlich von Cliffwood liegt, zuerst nach Westen und dann nach Osten, also gerade im umgekehrten Sinn als in Washington bei den nordöstlich davon gelegenen Stationen.

Nach der Auffassung von Eckersley sollen diese Erscheinungen durch Wellen hervorgerufen sein, die von der Heaviside-Schicht reflektiert wurden und deren magnetisches Feld nicht parallel der Erdoberfläche ist. Wenn das richtig ist, müßte es möglich sein, bei der Drehung des Empfangsrahmen nicht nur um eine vertikale, sondern auch um eine horizontale Achse eine Stelle zu finden, bei der die Richtungsänderungen verschwinden und die Funkpeilung richtig wird. Solche Versuche wurden angestellt, gaben aber ein negatives Resultat.

Bei diesen Versuchen zeigte sich aber eine neue Erscheinung, die mit derselben Regelmäßigkeit, wie die oben beschriebene, auftritt. Dreht man den Rahmen um seine vertikale Achse in die Stellung, in der die Zeichen eine minimale Lautstärke haben, so ist dieses Minimum im allgemeinen unscharf. Es wird aber scharf, wenn man den Rahmen nun um eine horizontale Achse, und zwar um einen ganz bestimmten Winkel dreht. Dieser Winkel hängt in ganz regelmäßiger Weise mit der Fehlweisung der Funkpeilung vor Sonnenuntergang zusammen, und zwar in der Weise, wie es die untenstehende Figur zeigt. In dieser Figur bedeutet



die untere ausgezogene Kurve den Gang dieses Winkels. Von den oberen Kurven stellt die ausgezogene den Winkel der Funkpeilung — die richtige Peilung ist ca. 56° — bei normaler, d. h. vertikaler Stellung der vertikalen Achse des Rahmens dar, die gestrichelte bei gleichzeitiger Drehung um eine horizontale Achse in die Stellung, in der die Minima am schärfsten werden.

J. Zenneck.

E. V. Appleton und M. A. F. Barnett. Die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie (wireless wave propagation). Electrician **94**, 398, 1925.

Zuerst weisen die Verfasser auf Versuche hin, die sie und ebenso Pickard in Amerika gemacht haben und die zeigten, daß bei kurzen Wellen schon auf eine Entfernung von ca. 90 km Unterschiede zwischen der Intensität bei Tag und Nacht vorhanden sind. Sie sind der Ansicht, daß solche Intensitätsänderungen auf kurze Entfernungen sich nur durch Interferenzerscheinungen erklären lassen, und zwar durch die Interferenz der direkten Wellen, die sich längs der Erdoberfläche fortgepflanzt haben, und derjenigen, die unter einem großen Winkel gegen die Erdoberfläche ausgestrahlt, aber aus der Atmosphäre wieder zum Erdboden zurückgekehrt sind.

Um die Existenz einer Atmosphärenschicht, die solche steil gegen den Erdboden ausgesandte Wellen wieder zur Erde zurücklenkt, möglichst direkt nachzuweisen, haben sie folgende Versuche gemacht. Frühere Versuche hatten die Vermutung nahe gelegt, daß bei einer Entfernung von ca. 180 km und den Wellenlängen von Rundfunksendern (λ = 300 bis 500 m) die Intensitäten der direkten und der aus der Atmosphäre zurückkommenden Welle ungefähr gleich sind. Es war also zu erwarten, daß unter diesen Bedingungen die Interferenzeffekte besonders ausgeprägt sein würden. Es wurde deshalb in einer Entfernung von ca. 180 km die Feldstärke eines solchen Senders gemessen,

während die Wellenlänge desselben ganz allmählich über einen verhältnismäßig kleinen Bereich variiert wurde. In der Tat ergaben sich hier „Interferenzstreifen" der Intensität, so daß eine andere Erklärung als die oben angegebene kaum möglich erscheint.

Dann besprechen die Verfasser den Einfluß eines konstanten Magnetfelds auf die Ausbreitung der Wellen in einer ionisierten Atmosphäre in wesentlich derselben Weise wie Nicholls und Schelleng (vgl. das Ref. d. Jahrb. **26**, 140, 1925).

Zum Schluß wird die Frage des Intensitätsunterschiedes bei Tag und Nacht berührt. Nach der jetzigen Ansicht der Verfasser soll der Unterschied von der verschiedenen Höhe (und demnach dem verschiedenen Druck) der wirksamen Atmosphärenschicht herrühren. Der verschiedene Druck hat ganz verschiedene Energieverluste der Wellen infolge von Zusammenstößen der Träger mit den Gasmolekeln zur Folge (vgl. das Referat Larmor, Jahrb. **25**, 140, 1925). Der Grund für den Unterschied soll also nicht, wie man das früher vielfach annahm, in einer verschieden scharfen unteren Begrenzung der wirksamen Atmosphärenschicht liegen; die Verfasser nehmen vielmehr an, daß diese untere Begrenzung bei Tag und Nacht wenig scharf markiert ist, so daß lange Wellen im wesentlichen reflektiert und kurze gebrochen werden. J. Zenneck.

G. W. O. Howe. Tatsachen und Phantasien bezüglich der Ausbreitung der Wellen — Brechung in der Atmosphäre — Verteilung der Strahlung in der Vertikalebene. (Tacts and fancies in wireless transmission — Atmospheric refraction — Distribution of radiation in the vertical plane.) Electrician **94**, 422—423, 1925.

Der Verfasser wendet sich scharf gegen die Auffassung, daß die Ausbreitung der Wellen sich allein auf Grund der Führung durch die leitende Erdoberfläche erklären lasse. Die Tatsache, daß die gemessenen Feldstärken viel größer sind als diejenigen, die sich ohne Zuhilfenahme einer Brechung oder Reflexion in der Atmosphäre berechnen, die Unterschiede zwischen Tag und Nacht, die Fading-Eeffekte, die Richtungsänderungen bei Nacht und die ungeheuren Reichweiten ganz kurzer Wellen sind unerklärbar, wenn man nicht eine Brechung oder Reflexion in der Atmosphäre annimmt.

Er betrachtet dann die Möglichkeiten, mit einer vertikalen Antenne eine Strahlung zu erzielen, die stärker nach oben gerichtet ist als bei einer Antenne, die in $^1/_4$ Wellenlänge schwingt. Das ist bekanntlich der Fall, wenn man durch Einschalten eines Kondensators zwischen Antenne und Erde den Strombauch nach oben rückt, oder wenn man die Wellenlänge so wählt, daß die Höhe der Antenne $= {}^3/_4\, \lambda$ oder endlich so, daß sie $= \lambda$ ist. Im letzten Fall erhält man überhaupt keine Strahlung in horizontaler Richtung. Diese drei Fälle werden unter der Annahme eines extrem gut leitenden Erdbodens (Spiegelbild) in elementarer Weise behandelt und es wird gezeigt, wie sich die Strahlung in den verschiedenen Richtungen der Vertikalebene aus der Stromverteilung auf der Antenne und den Phasenunterschieden der Elementarwellen, die von den einzelnen Elementen der Antenne ausgehen, ableiten läßt.

J. Zenneck.

J. E. Taylor. Drahtlose Theorien (Wireless theories). Electrician **94**, 652, 662, 1925.

Der Verfasser tritt sehr energisch dafür ein, daß es sich bei der Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie im wesentlichen um die Führung der Wellen durch die leitende Erdoberfläche handle, und zwar nimmt er das auch für die ganz kurzen Wellen an. Ohne die Möglichkeit zu bestreiten, daß die oberen Schichten der Atmosphäre eine gewisse Leitfähigkeit haben können, wendet er sich gegen die Auffassung, daß die Ionisierung der Atmosphäre für die Ausbreitung der Wellen von ausschlaggebender Bedeutung sei, und gegen die oft ziemlich leichtsinnigen Annahmen über den Ionisierungszustand der Atmosphäre, die dieser Auffassung zugrunde liegen. —

Ich vermute, daß der Verfasser von seiner radikalen Anschauung selbst abkommen wird, wenn er die Folgerungen derselben mit sicher festgestellten Tatsachen vergleicht. J. Zenneck.

G. W. O. Howe. Funkpeilung und Radio research board (The radio research board and direction finding). Electrician **94**, 176, 181, 1925.

Erster Bericht über groß angelegte Versuche, die unter Aufsicht des Radio research board ausgeführt wurden.

Die zehn Empfangsstationen befanden sich sämtlich in England und zwar sieben an englischen Universitäten, eine war eine Versuchsstation der Post, eine diejenige des Radio research board in Slough und eine diejenige des National physical laboratory in Teddington. Die Sendestationen, deren Wellen zur Messung dienten, waren weit verteilt; es befand sich darunter Carlsborg (Schweden), Moskau, Sofia, Coltano, Gibraltar, Warschau, Nauen, Paris, Poldhu und Clifden. In allen Empfangsstationen wurden identische Empfangsapparate benützt. Sie bestanden aus einem Kreuzrahmen nach Robinson: zwei vertikale Rahmen sind fest miteinander verbunden und zwar so, daß ihre Ebenen senkrecht zueinander stehen. Ihre Wicklungen sind hintereinander geschaltet. Steht die Fläche des Hauptrahmens senkrecht zur Richtung der ankommenden Wellen, und kommutiert man dann die Wicklung des Hilfsrahmens, so muß die Intensität der Zeichen unverändert beiben. Bei der Peilung wird also das Rahmensystem so lange gedreht, bis die Kommutierung des Hilfsrahmens keine Änderung in der Intensität der Zeichen hervorruft. Sorgfältige Untersuchungen zeigten, daß der Fehler der Instrumente 1° nicht überstieg und im allgemeinen viel kleiner war, wenn der Empfangskreis sorgfältig abgestimmt wurde. Mangelhafte Abstimmung ergab Fehler bis zu 2°.

Der erste Bericht, um den es sich hier handelt, befaßt sich hauptsächlich mit Funkenstationen, deren Wellenlängen zwischen 2000 und 9000 m lagen. Ein späterer Bericht soll die Messungen an Stationen mit ungedämpften Wellen bringen.

Tag-Beobachtungen.

Die Funkpeilung irgend einer Sendestation an irgend einer Empfangsstation besitzt eine konstante Mißweisung, über die sich veränderliche Effekte überlagern. Diese konstante Mißweisung ist ganz verschieden für die verschiedenen Empfangsstationen und für dieselbe Empfangsstation verschieden je nach der Richtung und Wellenlänge der Sendestation. Sie hängt in der Hauptsache von lokalen Verhältnissen der Empfangsstation ab, kann aber auch durch die Art des Weges, den die Wellen zurückgelegt hatten, beeinflußt werden. In letzter Beziehung muß an die Versuche von Eckersley zwischen Kairo und Palästina erinnert werden. Bezüglich der lokalen Verhältnisse war eine Beobachtung in Aberdeen lehrreich. Der Empfänger dort gab, je nach der Richtung des Senders, Mißweisungen bis 14°. Es zeigte sich aber nachträglich, daß unter dem



Empfänger ein Ablauf vorbeiging, der auf einer langen Eisenplatte gelagert war. Ähnliche starke Mißweisungen zeigten sich auch an einer anderen Station, ohne daß es dort gelungen wäre, mit Sicherheit die lokalen Ursachen aufzufinden.

Die Schwankungen in der Peilung betragen bei Tag selten mehr als 7°. Wenn größere Änderungen beobachtet wurden, so war es meist kurz nach Sonnenaufgang. Änderungen der Mittelwerte von Tag zu Tag erfolgten äußerst langsam, ihre Ursache ist vermutlich in Änderungen der lokalen Verhältnisse am Empfänger oder der meteorologischen Bedingungen zu suchen.

Nacht-Beobachtungen.

Die Messungen bei Nacht zeigen nicht nur viel größere Schwankungen als bei Tag, sondern die Peilung ist auch im Mittel verschieden von derjenigen bei Tag. Der Unterschied beträgt unter Umständen 3° und kann je nach der Richtung der Sendestation im einen oder anderen Sinne liegen. Die größten Schwankungen bei Nacht gingen bis 60°. Große Änderungen sind am häufigsten bei Sendestationen in großen Entfernungen, z. B. zwischen 1200 und 2700 km, kommen aber auch bei Sendestationen in kleineren Entfernungen, z. B. 270 km vor. Die Schwankungen sind viel größer für ostwestliche als nordsüdliche Richtung. Das legt den Gedanken nahe, daß es sich dabei um irgend eine Wirkung des magnetischen Erdfeldes handelt. Darauf deutet auch die Tatsache hin, daß die Funkpeilung einer bestimmten Sendestation sich plötzlich ändert und zwar unter Umständen bis zu 10°, wenn die Station zu einer anderen Wellenlänge übergeht, ebenso auch die andere Tatsache, daß die Mißweisung derselben Sendestation bei zwei Empfangsstationen, die auf demselben durch die Sendestation gehenden Großkreis liegen, verschiedenes Vorzeichen haben kann. Eine bemerkenswerte Beobachtung, die wohl auch auf die Wirkung des Erdfeldes zurückzuführen ist, ist, daß nach Sonnenuntergang die erste große Abweichung, die man nach einigen unregelmäßigen Schwankungen erhält, immer denselben Sinn hat, d. h. daß östlich gelegene Sendestationen mehr in südöstlicher, westlich gelegene mehr in nordwestlicher Richtung erscheinen.

Zum Schluß betont Herr Howe, daß nach dem Bericht bei dem weitaus größten Teil der Tagesmessungen der Fehler kleiner als 2° bleibt und nur ganz selten etwa 5° erreicht, das letztere nur, wenn die Beobachtung in der Nähe von Sonnenaufgang oder -untergang gemacht wurde. Auch der Fehler von Nachtmessungen übersteigt selten 10°, und das Mittel über z. B. eine halbe Stunde ist meistens bis 2° oder 3° richtig. Er sieht deshalb in den Ergebnissen des Berichtes einen Beweis für die Brauchbarkeit eines richtig konstruierten und geeichten Funkpeilers für Wellenlängen zwischen 2000 und 9000 m.

J. Zenneck.

R. H. White. Die Theorie des Spiegelsenders (The theory of the wireless beam). Electrician **94**, 392, 1925. Der drahtlose Spiegelsender (the wireless beam). Electrician **94**, 424, 1925.

In der ersten Arbeit wird in elementarer Weise die Wirkung eines Spiegels, der aus einzelnen vertikalen Drähten besteht, auseinandergesetzt. Zuerst wird der einfache Fall betrachtet, daß im Abstand einer Viertelwellenlänge von der Sendeantenne ein vertikaler und auf die Sendeantenne abgestimmter Draht sich befindet. Es wird gezeigt, daß die Phase der von dem Draht sekundär ausgestrahlten Welle zu einer Verstärkung der Gesamtstrahlung in der einen, zu einer Abschwächung in der anderen Richtung führen muß. Dann werden zwei Formen von Spiegelsendern besprochen, die eine, bei der eine einzige Sendeantenne sich in der Brennlinie eines aus vertikalen Drähten bestehenden Parabolspiegels befindet, die andere, bei der eine Reihe von Sendeantennen in einer Vertikalebene angebracht ist, und die Reihe der reflektierenden Drähte sich ebenfalls in einer Vertikalebene, die zur Ebene der Sendedrähte parallel ist, liegt.

In der zweiten Arbeit werden die Spiegelsender von Hendon und Poldhu mit Parabolspiegeln beschrieben und ebenso das drahtlose „Drehfeuer" in Inchkeith, bei dem zwei entgegengesetzt gerichtete Parabolspiegel mit je einer Sendeantenne auf einer drehbaren Plattform montiert sind, die durch einen Motor in langsame Umdrehung versetzt wird. Ein Schiff erhält dann Zeichen maximaler Intensität, wenn die Öffnung eines der beiden Spiegel auf dasselbe zeigt. In welcher Richtung sich in dem betreffenden Moment die Spiegelöffnung befindet, erfährt das Schiff dadurch, daß bei den verschiedenen Stellungen der drehbaren Spiegel bestimmte Morsezeichen ausgesandt werden. Der Sender dieses Drehfeuers ist ein Funkensender von 6,3 m Wellenlänge, die Spiegelöffnung beträgt 13 m, d. h. etwas mehr als zwei Wellenlängen. Der Hochfrequenzkreis des Funkensenders befindet sich in einem luftdicht abgeschlossenen Zylinder mit Druckluft. Da die Luft in dem Zylinder nicht gewechselt wird, so wird der Sauerstoff in ihm durch die Funkenstrecke rasch verbraucht und jede weitere Oxydation der Funkenstrecke wird unmöglich. Die Folge ist, daß dieser automatische Funkensender ohne jede Wartung läuft und nach Angabe des Verfassers nur etwa einmal im Jahr überholt und frisch aufgepumpt zu werden braucht.

J. Zenneck.

H. C. Forbes. Die Sekundärstrahlung von abgestimmten Antennensystemen (Re-radiation from tuned antenna systems). Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 363-382, 1925.

Die Arbeit behandelt die Frage, in welcher Weise das Feld eines weit entfernten Senders in der Nähe eines abgestimmten Antennensystems dadurch gestört wird, daß in diesem Antennensystem durch die Senderwellen ein Strom induziert wird, der nun selbst wieder Wellen ausstrahlt (Sekundärstrahlung). Das Feld dieser Sekundärwellen superponiert sich dann demjenigen der Senderwellen, und infolge davon wird das resultierende Feld anders als dasjenige des Senders allein. Das Feld des schwingenden abgestimmten Antennensystems und damit auch das resultierende Feld läßt sich in einfachen Fällen berechnen; man hat dabei aber, da es sich um verhältnismäßig kleine Entfernungen vom abgestimmten Sekundärsystem handelt, die Formeln anzuwenden, die nicht nur für große, sondern auch für verhältnismäßig kleine Entfernungen von der Antenne gelten. Der Verfasser tut dies, augenscheinlich ohne zu wissen, daß das Problem vor langer Zeit von R. Rüdenberg (Ann. d. Phys. **25**, 446, 1908, Ref. Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie **6**, 170, 1913) ausführlich behandelt worden ist.

Als wenigstens qualitative Bestätigung seiner Resultate führt er Messungen an, die das Bureau of Standards über die Feldstörungen durch das Washington Monument gemacht hat, außerdem seine eigenen Messungen über die Störung durch die Antenne in der Universität von Minnesota, wobei als Sender ein Rundfunksender in 4 km Entfernung verwendet wurde.

Zum Schluß weist der Verfasser auf eine Reihe von Folgerungen hin:

1. Auf der Linie Sender—abgestimmte Antenne, und zwar hinter der letzteren, befindet sich ein toter Punkt, in dem sich das primäre und sekundäre Strahlungsfeld aufheben. Man kann eine solche abgestimmte und an richtiger Stelle aufgebaute Antenne also verwenden, um einen Ort gegen einen entfernten Sender abzuschirmen.

2. In der Linie Sender — abgestimmte Antenne unterscheidet sich die Richtung des resultierenden Feldes nicht von derjenigen des primären Senderfeldes, wohl aber an allen anderen Stellen. Soll also die Funkpeilung eines Senders vorgenommen werden und befindet sich in der Nähe des Peilortes irgendeine Metallkonstruktion, die störverdächtig ist, so empfiehlt es sich, den Funkpeiler zwischen der Metallkonstruktion und dem Sender aufzustellen, was sich praktisch durch sukzessive Annäherung erreichen läßt.

3. Außerhalb der Linie Sender — abgestimmte Antenne hat das primäre Feld des Senders und das sekundäre der abgestimmten Antenne verschiedene Richtung und Phase, wobei im allgemeinen das Feld der abgestimmten Antenne erheblich schwächer ist als das primäre des Senders. Die Drehfeldkomponente, die man infolge davon erhält, macht bei Funkpeilungen die Minima unscharf.

4. Der Verfasser hat Versuche gemacht, bei denen er in das abgestimmte Antennensystem einen Taster und Unterbrecher mit hörbarer Unterbrechungszahl oder auch ein Mikrophon einschaltete. Damit beeinflußt er also den Strom in dieser Antenne und ihre Sekundärstrahlung. Durch Ausnutzung dieser Sekundärstrahlung konnte er auf diese Weise (Sender = Rundfunksender) auf mehrere Kilometer drahtlose Zeichen geben und sogar drahtlos telephonieren, ohne überhaupt einen Sender zu besitzen.

5. Außerhalb der Linie Sender — abgestimmte Antenne ist die Richtung des resultierenden Feldes verschieden von derjenigen des primären Senderfeldes. Dabei ist in gewissen Entfernungen von der abgestimmten Antenne der Phasenunterschied zwischen dem primären und sekundären Feld so klein, daß man immer noch von einer bestimmten Richtung des resultierenden Feldes sprechen und dieselbe auch messen kann. Aus dem Winkel zwischen dem resultierenden Feld und dem primären Feld des Senders läßt sich dann, wie der Verfasser zeigt, die äquivalente Höhe der abgestimmten Antenne bestimmen, wenn man ihren Wirkwiderstand, die Wellenlänge und die Koordinaten des Beobachtungsortes kennt. Die Methode hat den Vorteil, daß nur zwei Winkel (Richtung des primären und des resultierenden Feldes), keine Feldstärken zu messen sind. Beispiele, die die Brauchbarkeit dieser Methode illustrieren sollen, werden angegeben.

J. Zenneck.

L. B. Turner und F. P. Best. Dämpfung in Empfängern (Damping in reception). Electrician **94**, 179, 1925.

(Auszug aus einem Vortrag vor der Inst. El. Eng.).

Untersucht wird die Frage, wie weit man am günstigsten die Dämpfungsreduktion eines Empfängers treibt, der zum Hörempfang ungedämpfter Sender bestimmt ist.

Je geringer die Dämpfung ist, umso größer wird die Amplitude der Schwingungen im Empfänger, umso langsamer steigt aber auch bei einem Zeichen die Amplitude der Schwingungen im Empfänger an, und umso langsamer fällt sie ab. Da die normale Geschwindigkeit des Hörempfanges etwa 25 Worte/Min. beträgt, so sollte man erwarten, daß ein Wert von $f\delta = 40$ (f = Frequenz des Senders, δ = Dekrement des Empfangssystems) am günstigsten sein würde. Tatsächlich hat sich gezeigt, daß für das Lesen schwacher Zeichen eine stärkere Dämpfung günstiger ist und zwar etwa $f\delta = 120$, d. h. $\delta = 0{,}0012$ bei $\lambda = 3000$ m und $\delta = 0{,}008$ bei $\lambda = 20\,000$ m. Es ist also für das Lesen sehr schwacher Morsezeichen günstiger, wenn der Anstieg bzw. Abfall der Amplitude am Anfang bzw. Ende eines Punktes oder Striches möglichst rasch erfolgt, so daß sich der Anfang oder das Ende der Zeichen scharf markiert.

Die Versuche wurden an europäischen Stationen mit Wellenlängen zwischen 4350 und 23 450 m bei normalem Betrieb gemacht. Der Empfänger, der mit einem besonderen Überlagerer arbeitete, enthielt einen Schwingungskreis von sehr geringer Dämpfung, dessen Eigenfrequenz und Dekrement variiert werden konnte. Er wurde so einreguliert, daß der Beobachter die Zeichen am besten lesen konnte, wenn ihre Intensität so reduziert war, daß sie eben noch hörbar waren. Das Dekrement, das diesem Zustand entsprach, wurde gemessen. Bemerkenswert an den Ergebnissen war, daß die auf diese Weise bestimmten günstigsten Werte von $f\delta$ sehr wenig von einander abwichen; sie lagen zwischen 143 und 99 trotz des sehr großen Frequenzgebiets der benützten Sendestationen.

J. Zenneck.

A. G. Lee. Stimmgabel-Generator (Tuning fork generator). Electrician **94**, 510—511, 1925.

Es handelt sich um den Generator in Northolt, dessen Anordnung eine möglichst konstante Frequenz bezweckt. Eine Stimmgabel von zirka 2000 Perioden/sec. wird durch eine Elektronenröhre betrieben. Der Wechselstrom von der Frequenz der Stimmgabel, den man dann erhält, besitzt Harmonische, deren Amplitude man durch negative Vorspannung an der Röhre möglichst erhöht. Der auf diese Weise absichtlich verzerrte Strom wird verstärkt und durch eine Siebkette eine Harmonische (in Northolt die 22., $f \simeq 43\,000$/sec.) ausgesiebt. Da die Harmonischen sich um zirka 2000 Schwingungen/sec. unterscheiden, so ist es leicht, jede andere Harmonische praktisch vollkommen zu unterdrücken. Die gewählte Harmonische wird dann dem Gitter eines Verstärkers zugeführt und der Strom in Stufen verstärkt, zuletzt durch drei parallel geschaltete, wassergekühlte 10-kW-Röhren. Sie liefern unter Vermittlung eines mit der Antenne gekoppelten Zwischenkreises 100 Ampère in die Antenne. Ein Zwischenkreis ist benutzt, um die durch die Starkstromverstärker hervorgerufenen Harmonischen von der Antenne fernzuhalten.

J. Zenneck.

H. de A. Donisthorpe. Der Marconi-Funkpeiler für Schiffe. (The Marconi marine radio direction finder.) Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 29—47, 1925.

1. Nach einer historischen Einleitung und allgemeinen Bemerkungen über das Prinzip der Funkpeilung mit Hilfe eines Radiogoniometers beschreibt der Verfasser den modernen Funkpeiler der Marconi-Gesellschaft für Schiffe.

Von den beiden senkrecht zueinander stehenden vertikalen Rahmen (Fig. 1.) liegt die Fläche des einen in der Richtung des Schiffkieles (Längenrahmen), diejenige des anderen (Querrahmen) quer zur Schiffsrichtung. Die Verbindungsleitungen zwischen den beiden Rahmen und ihren Radiogoniometerspulen A_1 A_2 bzw. B_1 B_2 sind in bleiarmierten Rohren verlegt und so dick von einander isoliert, daß ihre gegenseitige Kapazität möglichst gering ist. Der Zweck dieser Maßnahme ist, die Eigenfrequenz der beiden Rahmenkreise weit über das Frequenzgebiet hinaufzurücken, das für den praktischen Gebrauch in Betracht kommt, so daß

also für dieses Gebiet die Rahmenkreise als praktisch aperiodisch anzusehen sind.

Die beiden Radiogoniometerspulen sind sehr fest (80%) mit der drehbaren Spule S und ihrem Kreis gekoppelt. In diesem Kreis befindet sich die Primärspule eines Transformators T, dessen Sekundärspule auf die Verstärker wirkt. Dieser Sekundärspule ist ein regelbarer Kondensator C parallel geschaltet; er bildet das einzige Abstimmelement in der ganzen Anordnung.

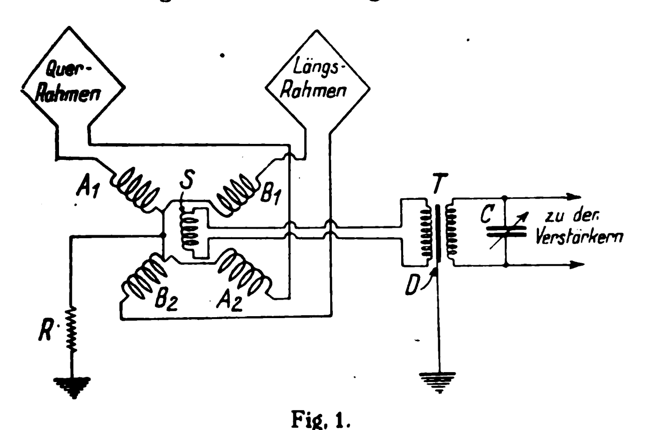


Fig. 1.

Zwischen der Primär- und Sekundärspule des Transformators ist ein geerdeter Schirm D angebracht, der verhindern soll, daß zu der beabsichtigten magnetischen Kopplung der beiden Spulen noch eine unkontrollierbare elektrische hinzukommt. Geerdet ist ferner auch der Verbindungspunkt der beiden Spulenpaare des Radiogoniometers, und zwar durch den hohen Widerstand R hindurch. Bei einer direkten Erdung würden bekanntlich die beiden Rahmen mit ihren Spulen und ihrer Erdleitung als eine vertikale ungerichtete Antenne wirken.

Soll diese letztere Wirkung ausgenutzt werden, so ist die Verbindung diejenige von Fig. 2, bei der in die Erdleitung außer einem Widerstand R eine Spule L eingeschaltet ist, die auf die Sekundärspule des oben erwähnten Transformators induziert.

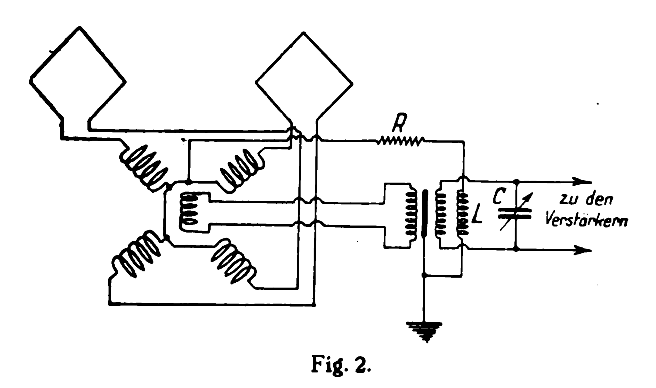


Fig. 2.

Die Anordnung von Fig. 1 besitzt bekanntlich ein achtförmiges Richtungsdiagramm, diejenige von Fig. 2 das kardioidförmige. Das letztere gibt zwar das Vorzeichen der Richtung der ankommenden Wellen, aber die Richtung selbst nur sehr ungenau. Ein Umschalter sorgt deshalb dafür, daß man nach Wahl die eine oder die andere Anordnung verwenden kann. Er gibt außerdem noch die Möglichkeit, die beiden Rahmen mit ihrer Erdleitung als ungerichtete Antennen zur Zeichenaufnahme zu benutzen.

2. Im zweiten Teil der Arbeit diskutiert der Verfasser die verschiedenen Fehlerquellen bei Funkpeilungen, und zwar a) solche, die in der Antennenanlage und dem Einfluß der Schiffstakelage, b) solche, die im Radiogoniometer und c) solche, die in der Ausbreitung der Wellen liegen.

Zu den ersteren gehört, daß die Takelage im allgemeinen die Wirkung der Wellen auf den Längsrahmen in höherem Maße verstärkt als auf den Querrahmen. Diesem Fehler kann dadurch begegnet werden, daß man die Fläche des Längsrahmens erheblich kleiner macht als diejenige des Querrahmens; um wie viel kleiner, muß ausprobiert werden. Der zweite in diese Klasse gehörige Fehler kann darin bestehen, daß die Eigenfrequenzen der beiden Rahmen mit ihren Kreisen nicht gleich sind, so daß eine derselben näher bei der Resonanz mit den ankommenden Wellen liegen kann als die andere. Die Folge davon ist, daß der Strom unter sonst gleichen Umständen in dem einen viel größer wird als dem anderen. Vermieden wird dieser Fehler, wie schon oben angegeben wurde, dadurch, daß die Eigenfrequenzen der beiden Rahmen weit über das praktisch in Betracht kommende Gebiet gelegt werden. Der dritte Fehler dieser Klasse ist eine Unsymmetrie zwischen den beiden Hälften, in die jeder der dreieckigen Rahmen von der Spitze gesehen, zerfällt. Das kann darin liegen, daß die beiden Hälften wirklich nicht genau gleiche elektrische Konstanten haben, auch darin, daß sie von den Metallteilen des Schiffes und der Takelage ungleich beeinflußt werden. Diese Unsymmetrie hat möglicherweise zur Folge, daß z. B. auch dann eine EMK in einem Rahmen induziert wird, wenn seine Fläche senkrecht zur Ebene der ankommenden Wellen liegt. Vermieden kann er nur durch die größte Sorgfalt bei der Projektierung und Montage der Antenne werden.

Zur zweiten Klasse von Fehlern gehört der Einfluß einer elektrischen Kopplung zwischen den festen Spulen und der drehbaren des Radiogoniometers. Infolge davon stehen die beiden Stellungen, in denen das Radiogoniometer ein Maximum gibt, nicht mehr um 180° voneinander ab. Unschädlich gemacht wird diese Erscheinung durch die oben beschriebene elektrische Abschirmung der beiden Transformatorspulen. Ferner kann der Kopplungskoeffizient zwischen den festen Spulen und der drehbaren des Radiogoniometers nicht für jede Stellung der letzteren konstant sein [1]). Dieser Fehler kann vollkommen dadurch vermieden werden, daß man der drehbaren Spule eine besondere Wicklungsart gibt.

In der dritten Klasse von Fehlerquellen sind in erster Linie die bekannten Mißweisungen bei Sonnenauf- und -untergang und ebenfalls die Richtungsschwankungen bei Nacht zu nennen. Die ersteren sind derartig, daß es sich nicht empfiehlt, um Sonnenuntergang oder -aufgang herum überhaupt Funkpeilungen zu machen. Bei den Richtungsschwankungen in der Nacht sucht man sich meist dadurch zu helfen, daß man auf der Skala des Radiogoniometers zwei Stellungen sucht, bei denen die Intensität der Zeichen ungefähr gleich ist, und aus diesen beiden Stellungen das Mittel nimmt. Der Verfasser sagt ohne nähere Angaben, es seien Antennenformen konstruiert worden, die den Fehler durch die Nachtschwankungen vermeiden, es sei aber bisher nicht möglich gewesen, sie an Bord von Schiffen zu installieren. — Künstlich komme eine Erscheinung wie dieser Nachteffekt zustande, wenn man von einem Flugzeug mit nachgeschleiftem Antennendraht Zeichen aussende. — Ein weiterer Fehler kommt dadurch zustande, daß die Wellen beim Übergang vom Land zur See oder umgekehrt eine Richtungsänderung

[1]) Ist der Kopplungskoeffizient $= K$, wenn die Achsen der festen und drehbaren Spule zusammenfallen, so sollte er $= K \cos \vartheta$ sein, wenn die beiden Achsen einen Winkel ϑ miteinander bilden. Gemeint ist der Fall, daß in dieser Beziehung K nicht constant ist, sondern selbst etwas von ϑ abhängt.



erfahren. Der Fehler, der dadurch verursacht werde, könne bis 5° betragen. Er ist für einen bestimmten Ort und eine bestimmte Richtung der Wellen konstant, aber am selben Ort für verschiedene Wellenrichtungen verschieden. In der Arbeit ist eine Karte für die Mündung des Lorenzstromes wiedergegeben, in der für die verschiedenen Orte derjenige Sektor eingezeichnet ist, innerhalb dessen die Funkpeilungen des betreffenden Ortes praktisch ausreichend genau sind.

Am Schluß wird eine große Reihe von Beispielen geschildert, in denen der Funkpeiler bei Unfällen auf See wertvolle Dienste geleistet hat.

J. Zenneck.

Kurt Heegner. Über Selbsterregungserscheinungen bei Systemen mit gestörter Superposition. ZS. f. Phys., Bd. **29**, S. 91, 1924 und Bd. **33**, S. 85, 1925.

Die Untersuchung erweitert den Begriff der Selbsterregung. Bekannt ist die Erscheinung der Selbsterregung an veränderlichen Verlustwiderständen, welche mit Gleichstrom betrieben werden. Indessen sind solche Erscheinungen auch an Schwingungskreisen von veränderlicher Induktivität, welche mit Wechselstrom beschickt werden, möglich, sobald die entstehenden Frequenzen mit der gegebenen Frequenz durch eine lineare aus ganzzahligen Koeffizienten gebildete Beziehung verknüpft sind. Die Anregung zu dieser Untersuchung erhielt der Verfasser bei der Beschäftigung mit den Störerscheinungen, welche an den Maschinensendern auftreten.[1]) Elektrische Schwingungskreise, deren Spulen einen Eisenkern enthalten, bilden jedoch nur eine Anwendungsmöglichkeit der allgemeinen Theorie der Systeme mit gestörter Superposition.

Den Ausgangspunkt der Theorie bildet der Ausdruck für den Hystereseverlust in der Volumeneinheit

$$\frac{1}{T}\int_0^T \mathfrak{H}\, d\mathfrak{M} \qquad (1)$$

in welchem $\mathfrak{H}$ die Feldstärke, $\mathfrak{M}$ die Magnetisierung und T die Zeit von einer oder mehreren Perioden des gegebenen Wechselstromes bedeutet. Die idealisierende Theorie vernachlässigt die Wirbelstrom- und Hystereseverluste, so daß das Integral 1) den Wert Null erhält. Indem eine feststehende Magnetisierungskurve zugrunde gelegt wird, kann $\mathfrak{M}$ als Funktion von $\mathfrak{H}$ betrachtet werden und, falls erforderlich, in eine Potenzreihe nach $\mathfrak{H}$ entwickelt werden.

$$\mathfrak{M} = f(\mathfrak{H}) = c_1 \mathfrak{H} + c_3 \mathfrak{H}^3 + c_5 \mathfrak{H}^5 + \ldots \qquad (2)$$

Ferner werden die Amplituden der gegebenen und der sich erregenden Frequenzen als sinusförmig angenommen, indem

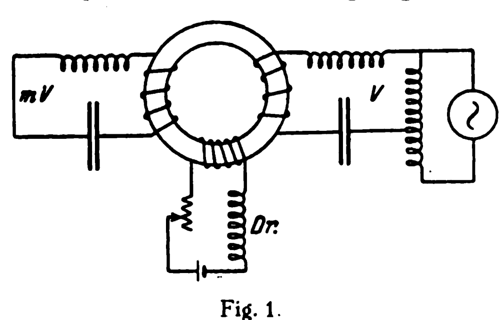


Fig. 1.

Oberschwingungen und Kombinationstöne vernachlässigt werden.

[1]) Die experimentellen Untersuchungen führte ich bei der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie aus.

Zunächst wird der Fall der Frequenzvervielfachung erörtert (Fig. 1). Auf den Eisenkern wirkt der Generatorstrom in der Frequenz ω und der Strom im Sekundärkreis in der Frequenz $m\omega$ ein, außerdem ist eine Vormagnetisierung durch Gleichstrom hinzugefügt. Dementsprechend wird für die Feldstärke in 1) eingesetzt

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_0 + \mathfrak{H}_1 \cos \omega t + \mathfrak{H}_m \cos (m\omega t + \varphi) \qquad (3)$$

und man erhält drei Teilintegrale, von denen das erste

$$\frac{1}{T}\int_0^T \mathfrak{H}_0\, d\mathfrak{M} \qquad (4)$$

verschwindet. Die beiden anderen sind im allgemeinen von Null verschieden. Zufolge der eingeführten Vereinfachungen hat ihre Summe den Wert Null, woraus sich ergibt

$$\mathfrak{H}_1 \frac{1}{T}\int_0^T \cos \omega t\, d\mathfrak{M} = -\mathfrak{H}_m \frac{1}{T}\int_0^T \cos (m\omega t + \varphi)\, d\mathfrak{M} \qquad (5)$$

Die Gleichung bedeutet, daß die in der Volumeneinheit vom Generator in der Frequenz ω abgegebene Leistung vom Sekundärkreis in der Frequenz $m\omega$ verbraucht wird. Die Integrale in 5) haben die Eigenschaft, ihr Vorzeichen zu wechseln, wenn die Phase φ durch $-\varphi$ ersetzt wird. Sobald also die Maschine auf den Sekundärkreis mit der Frequenz $m\omega$ arbeitet, kann in dem ursprünglichen Generatorkreis die Frequenz ω aufrecht erhalten werden, wenn dieser auf die Frequenz ω abgestimmt ist. Da beim Öffnen des Kreises in der Leerspannung der Eisenkernwicklung eine solche Unterschwingung nicht vorhanden ist, andererseits die Frequenz bereits durch die Maschinenfrequenz festgelegt ist, wird der Vorgang als spezielle Selbsterregung bezeichnet. Daß bei Änderung der eisenfreien Induktivität des erregten Kreises der Vorgang über einen bestimmten Bereich bestehen bleibt, ist auf die veränderliche Induktivität der Eisenkernwicklung zurückzuführen.

Werden die Integrale in 5) nach Potenzen der Amplitude der zu erregenden Schwingung entwickelt, so gelten folgende Gesetze: Enthält die Reihe die erste Potenz, so ist die zu erregende Frequenz in der Leerspannung der Wicklung enthalten. Beginnt die Reihe jedoch mit der zweiten Potenz, so kann selbständige Eigenerregung stattfinden. Bei Anfangsgliedern von noch höherer Potenz bedarf die Schwingung eines Anstosses, um sich entwickeln zu können. Solche Fälle werden als unselbständige Eigenerregung bezeichnet. Der erste der aufgeführten Fälle betrifft die Frequenzvervielfachung. Die halbe Frequenz und ihre ungeraden Oberschwingungen gehören zur selbständigen Eigenerregung, die Frequenzdreiteilung zur unselbständigen Eigenerregung.

Bei allgemeiner Selbsterregung werden mehrere Eigenschwingungen angeregt. ω_1 sei die Generatorfrequenz und ω_2 und ω_3 die entstehenden Frequenzen. Unter diesen Frequenzen werde die Beziehung angenommen

$$\alpha\,\omega_1 = \beta\,\omega_2 + \gamma\,\omega_3 \qquad (6)$$

in welcher α, β, γ positive ganze Zahlen ohne gemeinsamen Teiler sind. Die Feldstärke nimmt die Gestalt an

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_0 + \mathfrak{H}_1 \cos (\omega_1 t + \varphi_1) + \mathfrak{H}_2 \cos (\omega_2 t + \varphi_2) + \\ + \mathfrak{H}_3 \cos (\omega_3 t + \varphi_3)$$

Führt man diesen Ausdruck in 1) ein, so ergibt sich zufolge der vorgenommenen Idealisierung, daß die Teilintegrale

$$\mathfrak{H}_1 \frac{1}{T}\int_0^T \cos (\omega_1 t + \varphi_1)\, d\mathfrak{M}, \quad \mathfrak{H}_2 \frac{1}{T}\int_0^T \cos (\omega_2 t + \varphi_2)\, d\mathfrak{M},$$

$$\mathfrak{H}_3 \frac{1}{T}\int_0^T \cos (\omega_3 t + \varphi_3)\, d\mathfrak{M},$$

welche über viele Perioden zu erstrecken sind, sich verhalten wie

$$a\,\omega_1 : -\beta\,\omega_2 : -\gamma\,\omega_3 \qquad (7)$$

Dieser für alle Amplituden geltende Satz wird erhalten, sobald man beachtet, daß die Summe der drei Teilintegrale Null ist, und bei der Differentiation von $\mathfrak{M}$ nach t bei jedem Teilintegral die zugehörige Frequenz als Faktor heraustritt, im übrigen aber die Integrale von der Frequenz unabhängig sind.

Selbständige Erregung findet statt für den Fall,

$$\beta = \gamma = 1 \quad \text{oder} \quad a\,\omega_1 = \omega_2 + \omega_3 \qquad (8)$$

in welchem die eine selbsterregte Frequenz Kombinationston aus der anderen und der Erregerfrequenz wird.

Das Energieverteilungsgesetz in 7) verliert seine Gültigkeit, sobald die Frequenzen $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ in einem rationalen Verhältnis stehen.

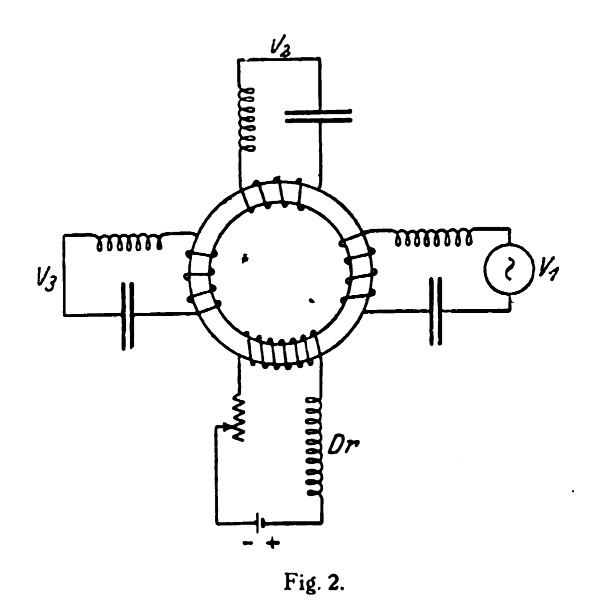


Fig. 2.

Eine allgemeine Schaltung zur Herstellung allgemeiner Selbsterregung zeigt Fig. 12. Der einfachste Fall

$$\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$$

bedarf einer Vormagnetisierung, wenn ein selbständiges Anschwingen der Frequenzen zufolge 8) stattfinden soll. Die sich selbsterregenden Frequenzen ω_2 und ω_3 sind beide tiefer als die Generatorfrequenz ω_1. Besteht die Relation

$$2\,\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$$

so findet zufolge 8) ebenfalls selbständige Eigenerregung statt, der Vorgang bedarf indessen keiner Vormagnetisierung. Da die eine der selbsterregten Frequenzen stets höher, die andere tiefer als die gegebene Frequenz ist, so kann, indem die Abstimmung beider Kreise gleichzeitig so geändert wird, daß die Frequenzbedingung erhalten bleibt, die höhere Frequenz durch die tiefere kontinuierlich geändert werden. Liegen die Frequenzen ω_2 und ω_3 nahe bei ω_1, so ist der Fall auch durch gekoppelte abgestimmte Systeme realisierbar, indem die Eisenkernspule in den Sekundärkreis geschaltet ist (Fig. 3). Da die Frequenzen nahe bei einander liegen, so treten im Sekundärkreis eine Reihe von Kombinationstönen hinzu, welche auf den Einfluß der Änderung der Abstimmung des Sekundärkreises hindeuten. Der Zusammenhang mit der Kipperscheinung in Schwingungskreisen mit Eisenkernspulen läßt sich auch ohne Berücksichtigung dieser zusätzlichen Kombinationstöne nachweisen. Das Kippen ist indessen nicht die Ursache der Erscheinung und der Verfasser stellte bereits im Anfangsstadium der Untersuchung durch Ausdehnung der Theorie des Kippens auf gekoppelte Kreise fest, daß bei Abstimmung des Primärkreises auf die gegebene Frequenz und wachsender Kopplung zwischen den Kreisen eine völlige Stabilisierung der stationären Zustände eintreten würde, wenn nicht die Selbsterregungserscheinungen zuvor einsetzen würden. Die experimentelle Bestätigung der Theorie ist weder durch diesen Vorgang, noch durch die im allgemeinen sehr unregelmäßigen Störerscheinungen, vielmehr durch die Versuche mit wesentlich verstimmten Kreisen erbracht worden.

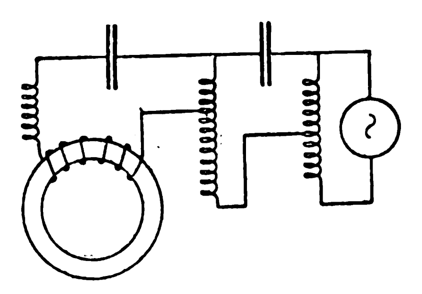


Fig. 3.

Die vorstehenden Ergebnisse gelten für jede Gestalt der Charakteristik. Der zweite Teil der Untersuchung befaßt sich mit den Eigenschaften der ständig steigenden Charakteristik. Diese Voraussetzung trifft für die Magnetisierungskurve stets zu. Aus der Theorie wird gefolgert, daß für selbsterregte Schwingungen die Eisenkernspule stets eine Selbstinduktion darstellt. Dieselben Entwicklungen lassen die Beantwortung einer zweiten prinzipiellen Frage zu, nämlich, daß an einem Verlustwiderstand von steigender Charakteristik bei Wechselstrombetrieb Selbsterregungserscheinungen nicht herstellbar sind. Indem nur Oberschwingungen und Kombinationstöne aus gegebenen Frequenzen möglich sind, bestätigt sich die überlieferte Anschauung.

Für die bei selbständiger Eigenerregung auftretende Dämpfungsreduktion werden Formeln entwickelt und an einem Beispiel erläutert, indem die Magnetisierungskurve durch die arc-tg Funktion approximiert wird. Einige Versuche mit Eisenkernen von sehr kleinem Volumen werden angegeben, und verschiedene Schaltmöglichkeiten diskutiert.

Heegner.

Egon Alberti, Wolfgang Klemperer und **Heinrich Löwy.** Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinnern (V. Mitteilung). Ballonversuche über die Abhängigkeit der Antennenkapazität von der Bodendistanz (Phys. Zeitschr. **26**, 644-646, 1925, Nr. 18). Um die Größenordnung der zu erwartenden Beeinflussung der Antennenkapazität durch eine in der Nähe befindliche elektrisch leitende Fläche (feuchter Erdboden, Wasser u. dgl.) festzustellen, wurde die zu untersuchende Antenne vom Korb eines Kugelballons aus horizontal ausgespannt, sie bestand aus zwei je 17,4 m langen Duraluminrohren. Als Sender diente ein 10 Watt-Röhrensender von Telefunken, die Wellenlänge wurde mit einem Telefunken-Wellenmesser (K. W. 83) mit Zeigerinstrument bestimmt. Das Ergebnis zeigt die Tabelle auf der folgenden Seite.

Bei einem zweiten Versuch wurden die Antennen durch angesetzte Kupferseile auf je 50 m verlängert. Sie wurden durch zwei kleine Hilfsballons horizontal gehalten. Es wurde mit drei Wellenlängen 914, 770 und 500 m gearbeitet. Das Ergebnis ist kurz folgendes:

In Höhen, die größer als die Gesamtlänge der Antennen sind, ist der Wellenlängenunterschied gegenüber der Eigen-

welle (bei unendlich großer Höhe) kleiner als 0,1 % und nicht mehr festzustellen. In halber Höhe ändert sich die Welle um etwa 0,2 %. In geringeren Höhen ist der Bodeneinfluß erheblich und beträgt bei ein Sechstel Antennenlänge etwa 1 %.

Höhe in m	Wellenlänge in m	Höhe in m	Wellenlänge in m
43,0	540,4	13,5	540,9
62,0	540,0	12,5	541,3
91,0	540,0	8,5	542,2
101,0	540,4	7,0	543,5
128,0	540,0	22,4	541,0
115,0	540,2	12,15	541,5
46,5	540,7	5,5	545,5
36,5	540,7	10,25	542,0
24,0	540,9	8,5	542,5
17,5	541,1	6,75	544,0

Lübcke.

Heinrich Löwy. Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinnern (VI. Mitteilung). Bodendistanzmessung vom Luftschiff mittels der Kapazitätsmethode. (Phys. Zeitschr. **26**, S. 646-654, 1925, Nr. 18.)

Die in vorstehender Arbeit benutzte Resonanzmethode wird dadurch verfeinert, daß man nicht die Frequenz selbst mißt, sondern nur die Frequenzänderung auf dem aufsteigenden oder fallenden Aste der Resonanzkurve beobachtet. Die Versuche wurden an einer 15 m langen Flugzeugantenne durchgeführt, die zwischen 8 und 3 m Bodenhöhe verändert werden konnte. Die Änderung des Stromes betrug dabei einige Skalenteile. Die Kapazität beträgt nach Formeln von A. Sommerfeld und K. Bechert berechnet für 8 m Höhe 76 cm, für 3 m Höhe 96 cm, die Kapazitätsänderung also 20 cm.

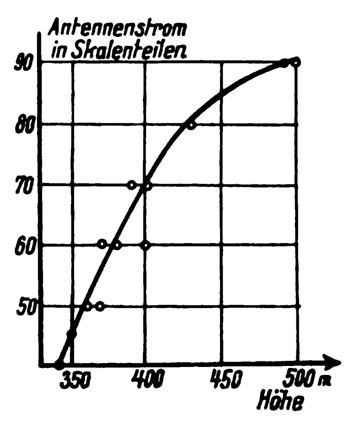


Fig. 1.

Bei den Messungen wurde durch Einschalten von Kapazität in die Antenne ein Abreißen der Schwingungen bei einer Änderung der Kapazität um 1 cm beobachtet, also dieselbe Erscheinung gefunden, die von H. Rukop ausführlich in den Arbeiten über Reißdiagramme (Telefunken-Zeitung, Heft 31 bis 35, 1923 bis 1924) behandelt ist. In einer Reihe von Versuchen, bei denen die Antennenlänge bis 370 m, die Länge des Gegengewichtes bis 250 m bei 30 m Höhe variiert wurde, ergab sich, daß diese Hysteresis-Erscheinungen auch bei offenen Oszillatoren durch Beeinflussung eines fremden Leiters (die Erde) auftreten. Die Antenne wurde dabei primär oder sekundär erregt, die Zwischenkreisschaltung wurde nie benutzt. Die Apparatur ist so empfindlich, daß sie ohne Schwierigkeit zum Anzeigen einer bestimmten Höhenlage, was aus Sicherheitsgründen erwünscht sein könnte, benutzt werden kann.

Beim Deutschlandflug des Z. R. III am 26. September 1924 wurde nicht in unmittelbarer Nähe des Instabilitätsgebietes gearbeitet, sondern in einiger Entfernung davon, wo einer kleinen Kapazitätsänderung eine große, aber stets reversible Stromänderung entsprach. Der Antennenstrom wurde mit einem Weston-Thermogalvanometer beobachtet. Das Ergebnis war ein überraschend gutes und ist in folgender Tabelle niedergelegt:

Höhe über der Ostsee in m	Antennenstrom in Skalenteilen	Höhe über der Ostsee in m	Antennenstrom in Skalenteilen
500	90	490	90
400	70	430	80
370	60	390	70
360	50	360	50
350	46	340	40
380	60	370	50
400	70	400	60 (!)
430	80		

Wie die Fig. 1 zeigt, liegen die beobachteten Punkte, mit Ausnahme des letzten, gut auf einer Kurve. Zu den großen Stromänderungen hat im wesentlichen die Änderung der Kapazität des Luftschiffes und nicht die der Antenne beigetragen. Die Werte der Kapazität für 100 m Länge betragen nämlich für einen Antennendraht

$K_A = 418$ cm bei 500 m Höhe und
$K_A = 422$ cm bei 300 m Höhe,

dagegen für ein Luftschiff von 10 m Radius

$K_L = 1787$ cm bei 500 m Höhe und
$K_L = 1989$ cm bei 300 m Höhe.

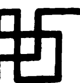
Lübcke.

Mikrophon und Lautsprecher der Marconi-Gesellschaft. Electrician **94**, 686, 1925.

Das Magneto-Mikrophon besteht aus einer dickwandigen zylindrischen Eisenschale, in deren Achse sich ein Eisenkern befindet, der bewickelt und mit Gleichstrom beschickt ist. Der Kern und die Wandungen der Schale bilden den magnetischen Kreis, der nur am Schalenrand eine kurze Luftstrecke enthält. Die Pole (Kern- und Schalenrand) sind so geformt, daß das magnetische Feld in diesem Luftzwischenraum möglichst gleichförmig wird. Das bewegliche System in diesem Luftzwischenraum ist ein Ring aus feinem Aluminiumdraht, der auf Papier befestigt und auf Wattebäuschen gelagert ist.

Der Lautsprecher ist augenscheinlich ähnlich gebaut. Der bewegliche Teil ist auch hier eine Spule, die mit einer dünnen biegsamen Membran stark verbunden ist und sich im Luftraum zwischen dem Eisenkern und den Wänden der Eisenschale befindet. J. Zenneck.

Band 27 Heft 2



Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

herausgegeben von

Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. **E. Mauz**



BERLIN W

Verlag von M. Krayn



1926.



Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Band 27 **Heft 2**

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftl. Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikal. Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Die Gittergleichstrom-Modulation des selbsterregten Röhrensenders.

Von **Günther Lubszynski.**

Die experimentellen Untersuchungen wurden im Jahre 1924 im physikalischen Laboratorium der Firma Telefunken ausgeführt.

Inhaltsangabe.

Einleitung.

A) Widerstand als Gitterstrom-Ableitung.

1. Versuchsanordnung.
2. Kurven $J_A = f(R_g)$ u. $E_G = f(R_g)$.
3. Kurven $J_A = f(E_G)$.
4. Diskussion der Kurven $J_A = f(E_G)$.
5. Bedeutung von Cg und Rg für die Amplitude.
6. Einfluß von Cg und Rg auf das Pendeln.
7. Stabilitätsbetrachtungen.

B) Röhre als Gitterstrom-Ableitung.

8. Kurven $J_A = f(V_\gamma)$.
9. Diskussion der Kurven $J_A = f(V_\gamma)$.
10. Bedingungen für einwandfreie Telephonie.

Es gibt bekanntlich eine große Anzahl von Methoden, die Schwingungen eines Röhrensenders zu modulieren, die man in der Hauptsache in zwei große Gruppen einteilen kann: die Beeinflussung der Hochfrequenz vor der Verstärkung (am Gitter) und zweitens die Beeinflussung nach der Verstärkung durch die Senderöhre (an der Anode). Da nun das Bestreben dahin geht, mit möglichst geringer Leistung den Sender auszusteuern, haben die Methoden der Gitterbesprechungen immer größere Bedeutung erlangt. Das nächstliegende war hierbei, die Amplitude der Hochfrequenz einfach durch Änderung des Gittergleichstrompotentials zu beeinflussen. Man brachte also die Niederfrequenz über einen Übertrager direkt an das Gitter der Senderöhre, doch machte man dabei die üble Erfahrung, daß die Schwingungen gänzlich abrissen, sowie ein bestimmtes Maß der niederfrequenten Aussteuerung überschritten wurde. Diesen Vorgang haben z. B. Mauz und Zenneck[1]) im Jahrbuch zusammenhängend beschrieben.

Das Abreißen der Schwingungen unterhalb einer bestimmten Amplitude ist das Zeichen für eine Labilität der Schwingungszustände. Es ist nun gelungen, diese labilen Zustände durch eine Kombination von Widerstand (R_g) und Kapazität (C_g) in der Gitterleitung zu stabilisieren (Fig. 1). Die eigentliche Modulation erfolgt in diesem Falle

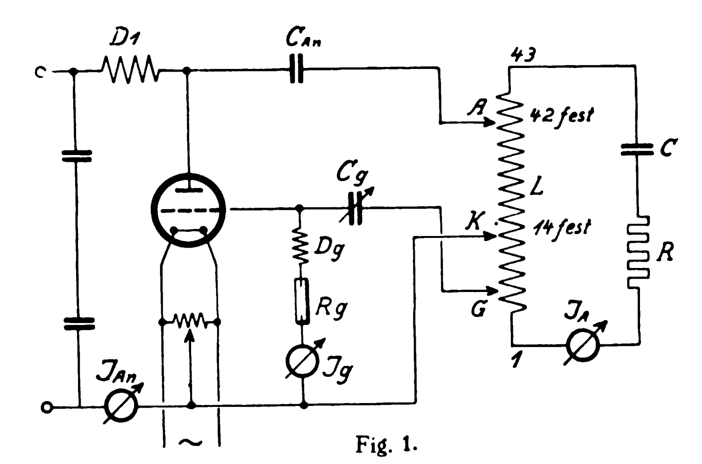


Fig. 1.

durch Veränderung des Gittergleichstromwiderstandes R_g, der dann durch eine Elektronenröhre dargestellt wird. Es hat für die Technik sicherlich einiges Interesse, die Vorgänge, die bei dieser Schaltungsart auftreten, näher zu verfolgen.

[1]) E. Mauz und J. Zenneck, Jahrbuch, 19, S. 262, 1922.

Das Problem soll im folgenden hauptsächlich von der experimentellen Seite angefaßt werden, da eine genaue Bestimmung der Hochfrequenzamplitude in Abhängigkeit vom Gittergleichstromwiderstand sich infolge der Abhängigkeit des Gittergleichpotentials von der Amplitude rechnerisch oder graphisch nur sehr umständlich ermöglichen läßt.

Kapitel 1.

Es gelten folgende Bezeichnungen (Fig. 1):

V_a = Anodenwechselspannung zwischen den Punkten A und K.

V_g = Gitterwechselspannung zwischen den Punkten G und K.

E_A = Anodengleichspannung.

E_G = Gittergleichspannung = Mittelwert der Aufladung von Cg.

Entsprechende Momentanwerte werden mit kleinen Buchstaben bezeichnet.

Die Senderöhre $R\ S$ 18 $C\ Ia$ (Fig. 1) ist ein 500-Watt-Rohr für 4000 Volt Betriebsspannung (Durchgriff = 1,9%). Der Schwingungskreis besteht aus einer Induktivität $L = 160 \cdot 10^3$ cm, der Kapazität $C = 720$ cm und dem induktionsfreien Belastungswiderstand $R = 3\ \Omega$. Der gesamte Dämpfungswiderstand des Kreises betrug etwa 6 Ω. D_A ist eine Scheibendrossel, C_{An} sind Glimmerkondensatoren. Zur Abriegelung des Gittergleichstromes dient der Drehkondensator C_g, damit jener über die Stufendrossel D_g von etwa 0,1 Hy und den Widerstand R_g zur Kathode abfließen muß. Gemessen wird der Anodengleichstrom J_{an} durch ein Drehspuleninstrument, ebenso der Gittergleichstrom J_g, der Schwingungsstrom J_A mit einem Hitzdrahtamperemeter. Die Röhre wurde in der Regel mit Wechselstrom, in besonderen Fällen auch mit Batteriestrom geheizt, während zur Erzeugung der Betriebsspannung zwei hintereinander geschaltete Gleichstrom-Hochspannungsmaschinen von je 2000 Volt dienten. Es wurde hierfür absichtlich keine gleichgerichtete Wechselspannung benutzt, da bei dieser Anordnung die Abhängigkeit der Spannung von der Belastung außerordentlich groß ist und bei Verwendung von Wehneltgleichrichtern diese bei kleinen Belastungen aussetzen.

Die Wellenlänge des Senders war $\lambda = 650$ Meter.

Die Schaltung an sich ist ja bekannt. Daß für die Rückkopplung gerade die sogenannte Dreipunktschaltung verwendet wurde, liegt nur in deren Einfachheit begründet. Die prinzipiellen Resultate der folgenden Untersuchung ändern sich bei rein induktiver oder kapazitiver Rückkopplung nur unwesentlich, sofern man den Gitterkreis nicht abstimmt.

Die Drossel D_g, deren Wechselstromwiderstand ungefähr 30 000 Ω beträgt — also in der Größenordnung des Widerstandes Gitter—Kathode liegt —, soll den Wechselstrom von der Gleichstromableitung absperren, damit diese keinen Nebenschluß für die Hochfrequenz bildet.

Sämtliche Untersuchungen und Messungen wurden bei konstanter Anodenspannung $E_A = 4000$ Volt gemacht. Es wurde also angenommen, daß die Ausgleichskapazität parallel zur Röhre groß genug ist, um die im Betriebe bei der Modulation des Senders auftretenden Belastungsschwankungen auszugleichen.

Bei jeder Messung wurden nach Möglichkeit alle drei Ströme: J_A, J_{An}, J_g abgelesen.

Da die Gitterspannung V_g aus Mangel an geeigneten Instrumenten nicht gemessen werden konnte, wird als Maß für die Rückkopplung immer die Windungszahl der Spule angegeben. Die ganze Spule besitzt 43 Windungen, der Punkt A bleibt dauernd auf Windung Nr. 42 und der Punkt K dauernd auf Windung Nr. 14, so daß z. B. $G = 1$ die festeste und $G = 11$ eine lose Rückkopplung bedeutet.

Unter Voraussetzung einer streuungsfreien Spule erhielte man dann folgende Kopplungen:

G	$K\%$
11 ²/₃	8
11 ¹/₂	8,6
11 ¹/₃	9,2
11	10,3
10	14,8
9	17,2
8	20,7
6	27,6
4	34,5
3	38
1	45

In der Praxis besteht der Ableitewiderstand R_g natürlich stets aus einer Röhre, die jedoch im ersten Teil der Arbeit, um die Vorgänge übersichtlicher zu gestalten, durch einen nicht amplitudenabhängigen, regelbaren Drahtwiderstand ersetzt wurde.

Fig. 2 zeigt die Anoden- und Gitterstromcharakteristik der Senderöhre. Man ersieht aus diesen Kennlinien, daß man erst bei einer Anodenspannung von etwa 400 Volt bis zum maximalen Sättigungswert des Anodenstromes gelangt, d. h. unterhalb dieser Anodenspannung müßte die Gitterspannung größer sein als die Anodenspannung, um bis zur

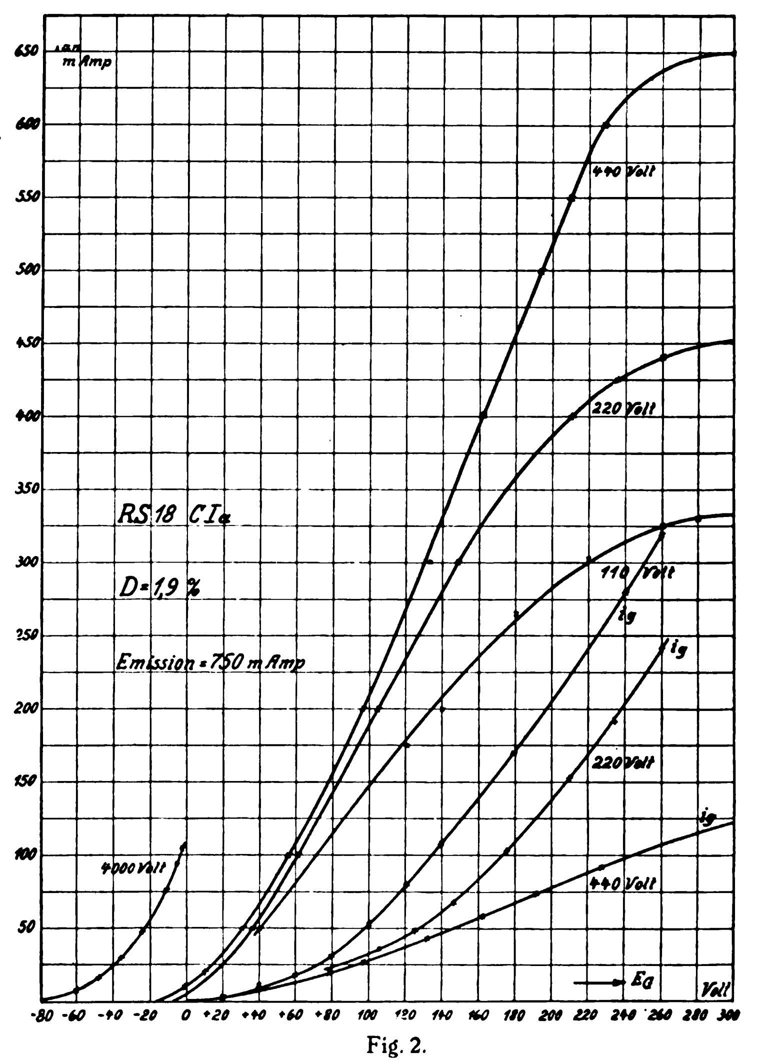


Fig. 2.

Sättigung zu kommen, was eine Verringerung des Anodensättigungsstromes zur Folge hat.

Diese Überlegung gibt einen Anhalt für die Bemessung des äußeren Widerstandes und damit der Anodenwechselspannung. Um bei normaler Rückkoppelung nicht im überspannten Gebiet zu arbeiten, ist es erforderlich, daß bei einer Anodenrestspannung $E_A - V_a = 4000 - 3600 = 400$ Volt der Scheitelwert der Gitterwechselspannung V_g max. auch höchstens 400 Volt (V_g eff. = 280 Volt) betragen darf. Man kommt so auf eine Rückkopplung von 400 : 3600 = 11%, die infolgedessen als normal angesehen werden soll. Es wurde also, da auch hier ein geeignetes Instrument fehlte, unter Beibehaltung des Kopplungswertes von etwa 11% die Anodenkopplung so eingestellt, daß bei größtem Schwingungsstrom der günstigste Wirkungsgrad erreicht wurde. In unserem Fall ergab sich dann als normale Anodenkopplung $A = 42$ und als normale Gitterkopplung $G = 11$.

Macht man die Rückkopplung fester, so kommt man bei R_g und damit $E_g = 0$ ins überspannte Gebiet. Man erkennt dies deutlich aus Fig. 3, wo über der Kopplung die Gitter-

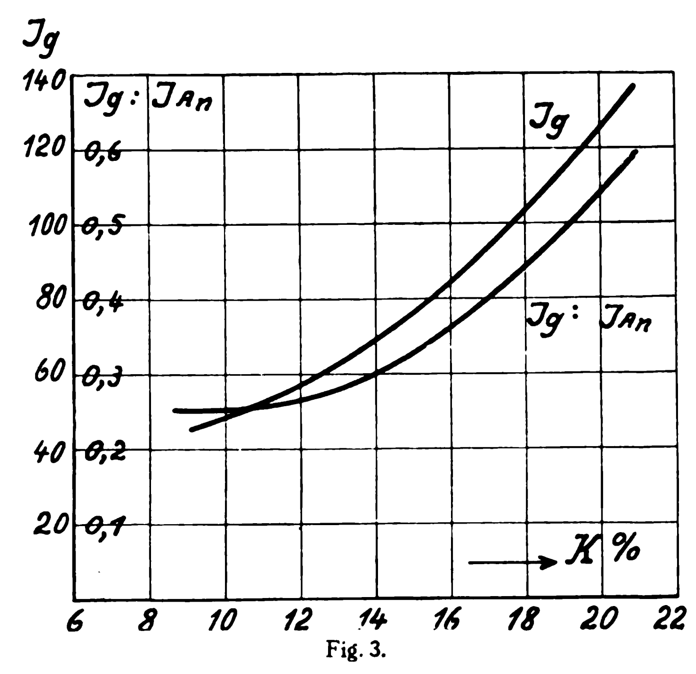


Fig. 3.

ströme und das Verhältnis von Gitter- zu Anodengleichstrom für $R_g = 0$ aufgetragen ist. Das starke Anwachsen dieser Quotienten für K größer als 12% ist ein Zeichen für überspannten Betrieb. Die Werte für noch festere Kopplung konnten nicht aufgenommen werden, da bei den hohen Gitterströmen Sekundärelektronen im Gitter auftreten, die ein „Durchbrechen" des Anodenstromes und damit eine Gefährdung der Röhre zur Folge haben.

Kapitel 2.

Wir gehen aus von denjenigen Kurven, die direkt durch Messung aufgenommen worden sind, d. h. von der Funktion $J_A = f(R_g)$ (Fig. 4). Parameter ist die Rückkopplung ausgedrückt durch die Windungszahl. Je fester die Rückkopplung ist, um so größer muß der Gitterwiderstand werden, bevor J_A wesentlich kleiner zu werden beginnt; je loser die Rückkopplung ist, um so steiler werden die Kurven. Jedoch haben alle Kurven eine Eigenschaft gemeinsam, sie gehen nicht bis auf 0 zurück, sondern nähern sich bei Vergrößerung von R_g sämtlich einem konstanten Wert von J_A, nämlich etwa 1 Amp. Wir werden die Bedeutung dieses Wertes später noch kennen lernen.

Fig. 5 zeigt die zu jeder Linie konstanter Rückkopplung gehörige E_g-Kurve. Die Werte dieser Kurve werden aus dem Produkt $J_g \cdot R_g$ berechnet und als Funktion von R_g aufgetragen. Bei allen Kurven bis auf die extrem losen

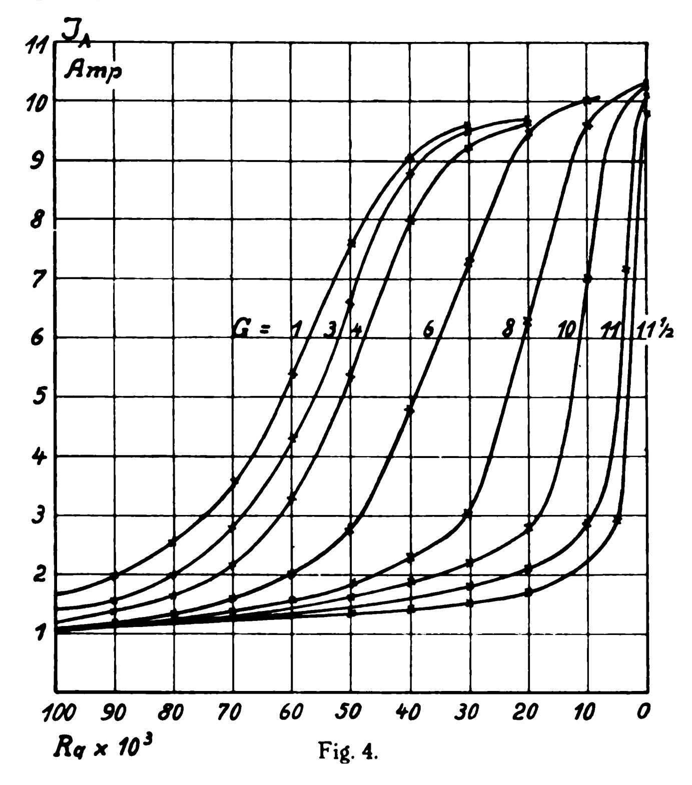


Fig. 4.

Rückkopplungen ($G < 11$) steigt zuerst die Spannung mit wachsendem R_g an und fällt dann wieder ab, um schließlich einen konstanten Wert zu erreichen, der um so tiefer liegt, je loser die Rückkopplung ist.

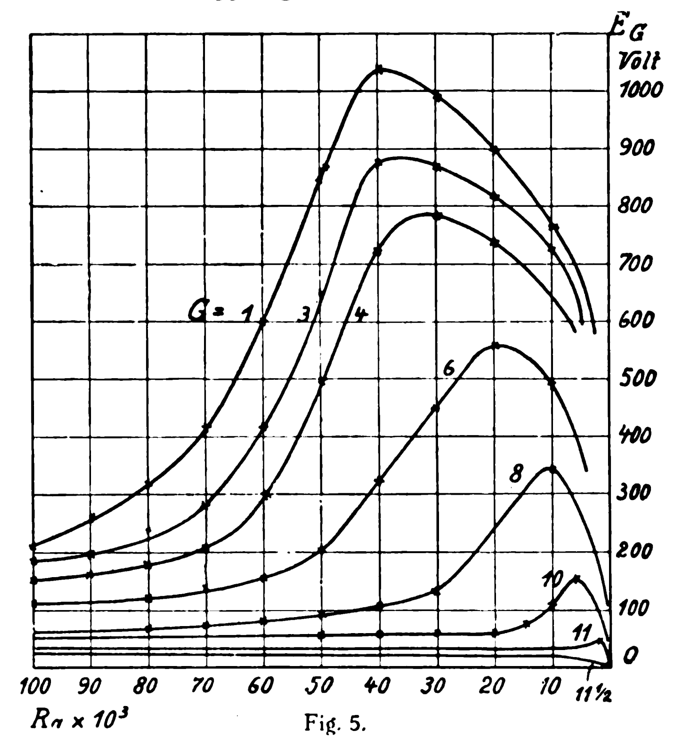


Fig. 5.

Kapitel 3.

Anstatt nun den Gitterwiderstand R_g als unabhängige Veränderliche zu benutzen, kann man jetzt auch, um eine bessere Übersicht zu bekommen, J_A als Funktion von der



jeweiligen mittleren Gitterspannung E_g auftragen. Man erhält dann Kurven (Fig. 6 und 7), die schon R u k o p[2]) in seiner Arbeit „Reißdiagramme von Senderöhren" veröffentlicht hat.

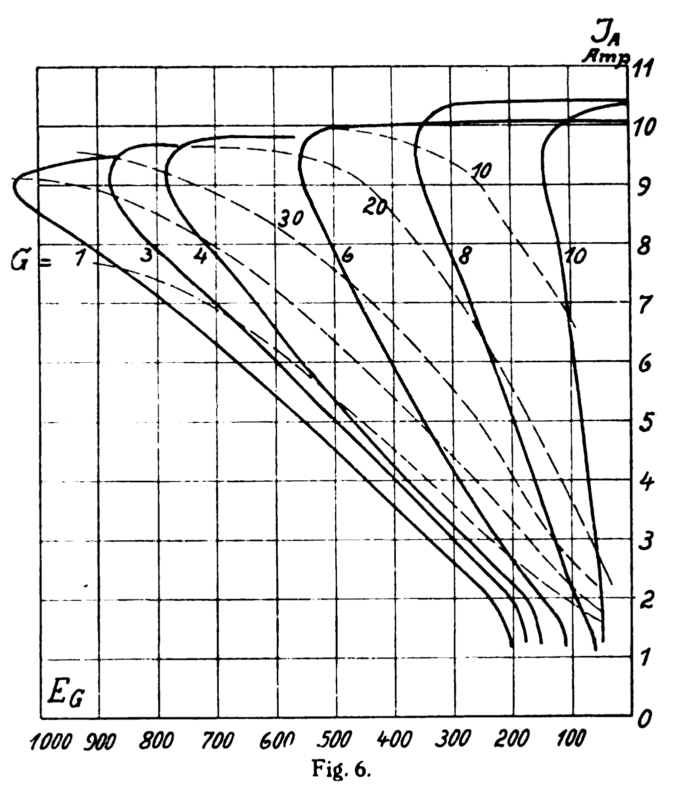


Fig. 6.

Man steht hier vor der merkwürdigen Tatsache, daß bei jeder Kurve, abgesehen wieder von den extrem losen Rückkopplungen, anfangs die negative Spannung mit fallendem J_A ansteigt, bei einem bestimmten Wert von J_A um-

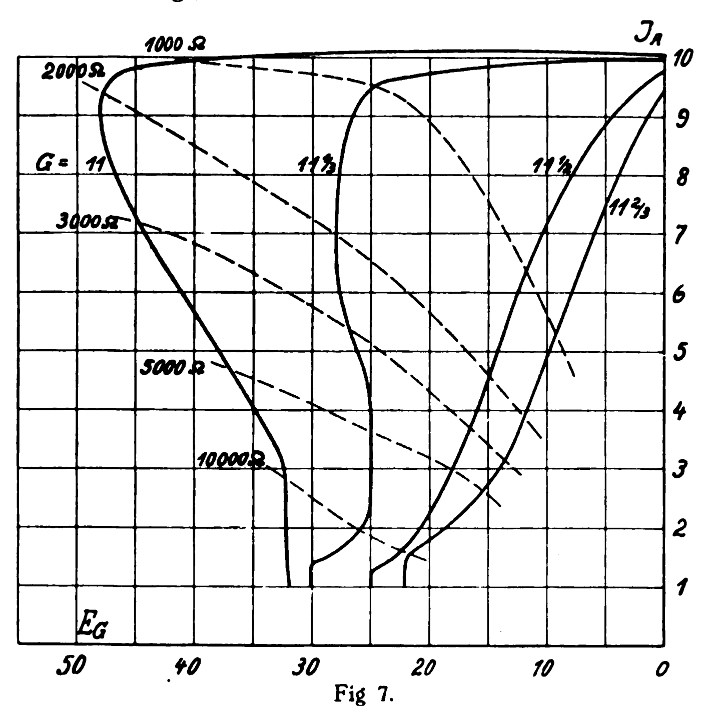


Fig 7.

kehrt und dann wieder kleiner wird. Der Schwingungsstrom nimmt also ab, obwohl die negative Gitterspannung sinkt. Dabei ist jeder Punkt der Kurve stabil und reproduzierbar, gleichgültig, ob man diese von oben nach unten oder umgekehrt durchläuft. Würde man die an den Klemmen des Widerstandes entstehende mittlere Vorspannung E_g durch eine Batteriespannung ersetzen, so wäre nur der erste Teil der Kurve stabil. Daß auch der rückläufige Teil der Kurve stabil ist, muß also an der stabilisierenden Wirkung des Widerstandes liegen. Wir haben daher zwischen einem s t a b i l e n und einem s t a b i l i s i e r t e n Zweig der Kurve zu unterscheiden, worauf H e e g e n e r[3]) wohl zuerst hingewiesen hat. Welche Bedeutung diesen beiden Zweigen zukommt, wird später noch gezeigt werden. Die Umkehrpunkte, d. h. diejenigen Punkte, deren Tangente senkrecht steht, liegen für lose und mittlere Rückkopplungen alle in gleicher Höhe, bei etwa 9,4 Amp.; für festere Kopplungen liegen sie etwas tiefer, während es für extrem lose Kopplungen (Fig. 7) überhaupt keinen Umkehrpunkt in diesem Sinne gibt. Die gestrichelten Kurven sind R_g-Linien, d. h. Linien konstanten Gitterwiderstandes.

Im Gegensatz zu Rukop erhält man hier auch für außerordentlich feste Kopplungen absolut stabile Kurven. So bekommt man bei der festesten Rückkopplung im Maximum eine mittlere Gittergleichspannung von — 1050 Volt, also mehr als ein Viertel der Betriebsspannung E_A. Um bei der Beurteilung der Stabilität sämtlicher Punkte absolut sicher zu gehen, d. h. um genau festzustellen, ob das später besprochene Pendeln der Amplitude eintritt oder nicht und keinen durch Wechselstrom verursachten Störton zu haben, wurde von Fall zu Fall die Wechselstromheizung durch Batterieheizung ersetzt.

Kapitel 4.

Um Klarheit über die physikalischen Ursachen zu bekommen, die das Zustandekommen einer derartigen Funktion, wie sie eben betrachtet wurde, bedingen, soll erst einmal der Gitterstrom, der zweite Faktor des Produktes $R_g \cdot J_g$ näher betrachtet werden. Untersucht man den Gittergleichstrom als Funktion der jeweiligen Amplitude von J_A und

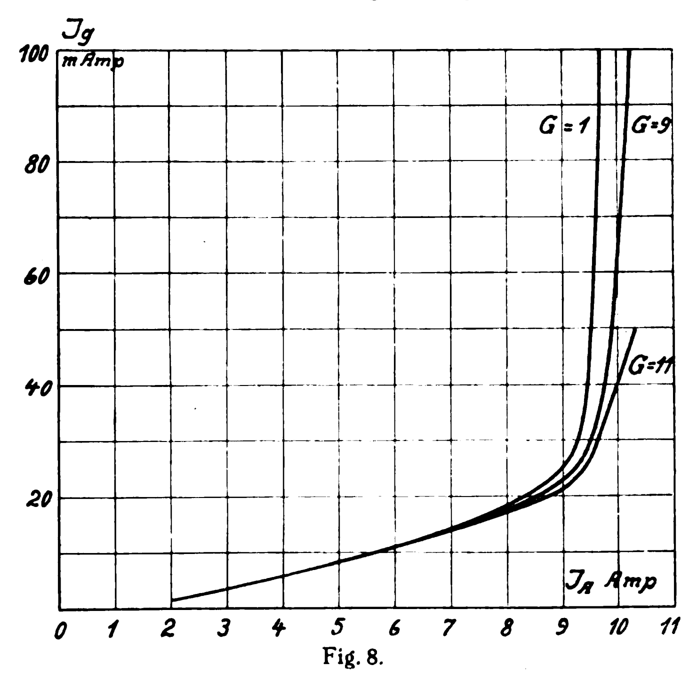


Fig. 8.

nimmt man die Rückkopplung als Parameter, so ergeben sich die Kurven der Fig. 8, die alle einen ziemlich ausgeprägten Knick aufweisen. In dem Gebiet kleiner Gitter-

[2]) R u k o p, Telefunken - Zeitung, 1923, Heft 32/33, S. 20, Kapitel III C.

[3]) Zeitschrift für Physik, 13, 392, 1923.



ströme fallen die einzelnen Kurven fast genau zusammen, biegen dann sämtlich bei einem Gitterstrom von etwa 24 m Amp. um, und steigen von da ab ziemlich steil in die Höhe (Gebiet großer Gitterströme), und zwar um so steiler, je fester die Rückkopplung ist.

Es wurde im Anfang der Arbeit dargelegt, daß sich bei normaler Rückkopplung ($G = 11$) und $R_g = 0$ eine maximale Gitterwechselspannung von etwa 400 Volt ergibt. Rechnet man unter dieser Voraussetzung die sich für die Knickpunkte ergebenden Gesamtgitterspannungen $e_g = E_G - V_g$ und die Anodenrestspannungen $E_A - V_a$ nach, so erhält man für

$G = 11:$	$e_g = 316$ Volt	$E_A - V_a = 700$ Volt
$G = 9:$	$e_g = 360$ Volt	$E_A - V_a = 750$ Volt
$G = 1:$	$e_g = 490$ Volt	$E_A - V_a = 860$ Volt

Man ersieht hieraus, je fester die Rückkopplung ist, um so weiter kommt man oberhalb des Knickpunktes in das Sättigungs- bzw. überspannte Gebiet der Röhre hinein. Andererseits befindet man sich im Knickpunkt für jede Rückkopplung außerhalb des überspannten Gebietes.

Vergleicht man Fig. 8 mit Fig. 6, so erkennt man, daß die Knickpunkte der $J_g - J_A$-Kurve mit den Umkehrpunkten der $J_A - E_G$-Kurve ungefähr zusammenfallen. Das bedeutet also: der Bereich der großen Gitterströme ist identisch mit dem stabilen Zweig, der Bereich der kleinen Gitterströme aber mit demjenigen Zweig der J_A-E_G-Kurve, die bei Verwendung der Batteriespannung als Gittergleichspannung labil wäre (vgl. Kapitel 7), jedoch durch den Gitterwiderstand stabilisiert wird. Gleichzeitig ersieht man daraus, daß man sich im Sättigungsgebiet des Anodenstroms befindet, solange man auf dem stabilen Zweig der J_A-E_G-Kurve arbeitet.

Zur Klärung dieses Umstandes entnehmen wir aus Kapitel 7 die bekannten Bedingungen für das Bestehen eines stabilen Schwingungszustandes. Will die Amplitude steigen, so darf die zugeführte Energie nicht im gleichen Maße, sondern weniger als die verbrauchte Energie $J_A{}^2 \cdot R$ zunehmen; will die Amplitude fallen, so darf die zugeführte Energie nicht im gleichen Maße, sondern weniger als die verbrauchte Energie abnehmen. Diese Bedingung stimmt mit der oben angegebenen Tatsache überein. Arbeitet man nämlich im Sättigungsgebiet des Anodenstroms, so hat eine Vergrößerung der Schwingungsamplitude nur eine geringe Erhöhung des Anodenstromes zur Folge. Umgekehrt wird der Anodenstrom nur unwesentlich kleiner. Außerdem spielt hier sicher die in diesem Gebiet sehr starke Abhängigkeit des Gitterstroms von der Amplitude eine wesentliche Rolle für die Stabilität der Schwingungszustände insofern, als bei einem Absinken der Amplitude der Gitterstrom und damit die verbrauchte Leistung kleiner wird.

Es soll an dieser Stelle noch kurz auf den Wirkungsgrad des hier behandelten Röhrensenders eingegangen werden. Der Wirkungsgrad eines Senders wird nach Möller („Die Elektronenröhren, 2. Auflage, S. 90) um so besser, je kürzer die Zeit ist, während welcher der Anodenstrom innerhalb einer Hochfrequenzperiode fließt. Barkhausen gab zu diesem Zweck die Anwendung einer negativen Gitterspannung an. Nun besteht ja infolge der Klemmenspannung am Gitterwiderstand auch in unserem Falle eine negative Gittervorspannung, die aber gegenüber einer Batteriespannung den Vorteil hat, daß der Sender auch dann selbständig anläuft, wenn die Gittersvorpannung größer ist als die Verriegelung. Man wird also bei einem Röhrensender den günstigsten Wirkungsgrad, ohne daß die Amplitude wesentlich sinkt, dadurch erreichen, daß man das Gitter durch einen Kondensator abriegelt und den Ableitewiderstand so hoch wählt, bis die negative Gittergleichspannung den höchsten Wert, d. h. den Umkehrpunkt in der J_A-E_G-Kurve erreicht. Diese Überlegung stimmt mit den experimentellen Tatsachen gut überein. Als Beispiel sind in Fig. 9 der Wirkungsgrad η und die Gittergleichspannung E_G als Funktion des Ableitewiderstandes für $G = 6$ aufgetragen.

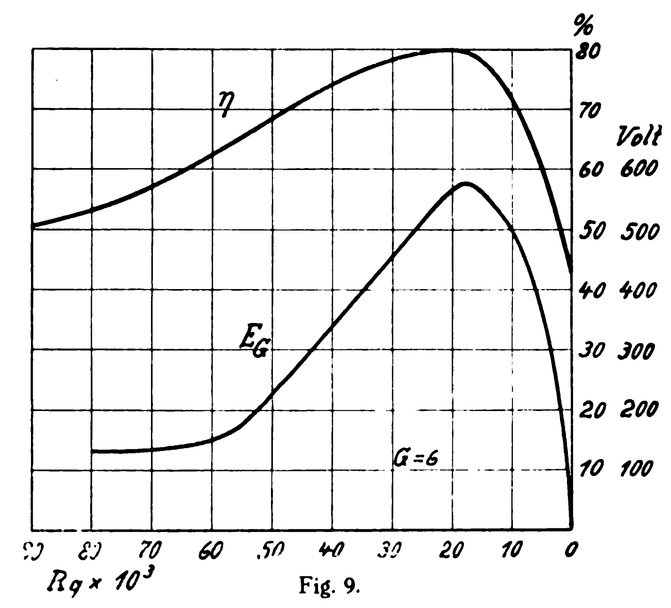


Fig. 9.

Da im „stabilen" Teil der Kurve die Amplitude gegenüber der Vergrößerung des Gitterwiderstandes R_g nur unwesentlich abnimmt, wird das Produkt $R_g \cdot J_g$ größer, trotzdem doch in diesem Bereich, wie wir im Vorhergehenden (Fig. 8) gesehen haben, J_g mit sinkender Amplitude verhältnismäßig stark abnimmt. Hat man z. B. für sehr feste Rückkopplung eine Gitterwechselspannung von 1350 Volt Scheitelspannung, so kann $E_g = 1050$ Volt werden (vgl. Fig. 6 Kurve $G = 1$), ohne daß J_A wesentlich sinkt.

Ist die Amplitude aber erst einmal unter den stabilen Grenzwert heruntergekommen, so nimmt J_A und damit auch J_g mit wachsendem Widerstand sehr stark ab, und zwar schneller als der Widerstand R_g zunimmt. Auf diese Weise wird das Produkt $E_G = R_g \cdot J_g$ mit abnehmender Amplitude kleiner, obwohl in diesem Amplitudenbereich J_g langsamer abnimmt als vorher (Fig. 8).

Geht man durch weitere Vergrößerung des Gitterwiderstandes auf den letzten Teil der $J_A - E_G$-Kurve über, so befindet man sich schon in dem flacher ansteigenden Anfangsgebiet der Kennlinie. Die Amplitude nimmt hier mit wachsendem R_g so wenig ab, daß $J_g \cdot R_g$ konstant bleibt, und zwar ist dieses konstante E_G bei der gleichen Größe von J_A um so kleiner, je loser die Rückkopplung ist. Bei noch geringerer Rückkopplung kann dieser Vorgang sogar dahin führen, daß E_g wieder größer wird und dann erst seinen konstanten Wert annimmt (Fig. 7; $G = 11\,^1/_3$).

Es bleibt nun noch die schon weiter oben festgestellte Tatsache zu erklären, daß nämlich die Kurven sich sämtlich unabhängig von dem Grade der Rückkopplung einem bestimmten Minimalwert $J_A \approx 1$ Amp. nähern (Fig. 4), bei dem die Schwingungen noch stabil sind. Die Bedingung für den tiefsten stabilen Wert von J_A, der noch erreicht werden kann, ist folgende: selbst bei sehr hohen Gitterwiderständen muß ein geringer Gitterstrom fließen, um eine bestimmte Mindestspannung aufrecht zu erhalten; mit anderen Worten, die Gesamtgitterspannung e_g muß stets bis zu positiven Werten reichen. Denn würde J_A kleiner werden, so könnte dann auch kein Gitterstrom mehr fließen; der Gitterkonden-

sator würde sich entladen, die Amplitude würde wachsen, der Kondensator würde sich wieder aufladen, und so fort. Diesen Zustand des Pendelns, der in Kapitel 7 noch näher behandelt wird, erhält man auch, wenn R_g extrem groß wird, z. B. nur noch der Isolierwiderstand vorhanden ist. Der mittlere Anodenstrom und der Schwingungsstrom gehen dann fast auf 0 zurück, wobei man im Telephon ein Knattern (bis 10 ∿) hört.

Daß auch bei hohen Gitterwiderständen die Gesamtgitterspannung stets ins positive Gebiet geht, d. h. die Gitterwechselspannung größer ist als die Gittergleichspannung, läßt sich durch Experiment nachweisen. Es wurde bei diesem Versuch außer den Strömen auch die effektive Gitterwechselspannung mit einem Multi-Zellular-Instrument gemessen. Es wurde an die Punkte G und K (Fig. 1) gelegt, um die reine Wechselspannung zu erhalten. Die geringe Kapazität des Instrumentes hatte keinen erheblichen Einfluß auf den Schwingungszustand. In Fig. 10 ist die maximale Gitterwechselspannung V_g maximal, die mittlere Gittergleich-

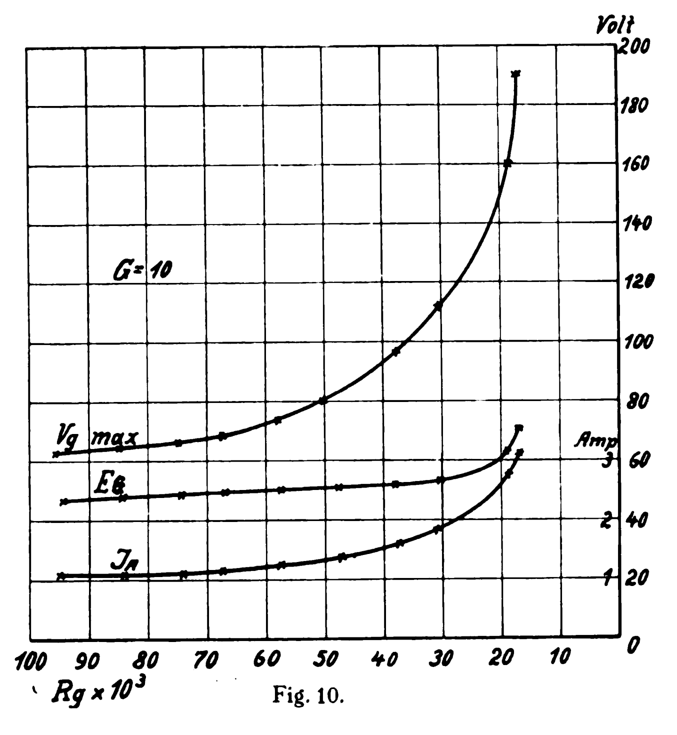


Fig. 10.

spannung — E_G und der Schwingungsstrom J_A als Funktion von R_g aufgetragen. Mit steigendem R_g nähert sich die V_G-Kurve immer mehr der E_G-Kurve, wird aber diese nie ganz erreichen, da ja $V_g + E_g$ stets positiv bleiben muß. Es ist klar, je fester die Rückkopplung ist, desto größer wird die durch den oben definierten Reststrom erzeugte Gitterwechselspannung V_g sein, desto größer muß aber auch die Gittergleichspannung werden, damit die für die Erzeugung des Reststromes notwendige positive Gesamtspannung $V_g - E_G$ erhalten bleibt, was durch die oben gezeigten Kurven bestätigt wird.

Dieser Reststrom wird um so größer sein, je höher die Betriebsspannung und je größer der Durchgriff der Röhre ist. Man kann also durch Vergrößern des Gittergleichstromwiderstandes einen Sender niemals bis zum Strom $J_A = 0$ aussteuern, was in der Praxis allerdings auch nicht verlangt wird; dort ist es im Gegenteil sehr erwünscht, eine natürliche Begrenzung der Aussteuerung zu haben.

B e i R ö h r e n m i t g r o ß e m D u r c h g r i f f o d e r b e i s e h r h o h e n B e t r i e b s s p a n n u n g e n, w o d i e K e n n l i n i e g a n z i m n e g a t i v e n G e b i e t l i e g t, i s t e s m ö g l i c h, a u c h f ü r $R_G = \infty$ (Isolationswiderstand) s t a b i l e S c h w i n g u n g e n z u e r h a l t e n, da dann der Anodenstrom bis zur Sättigung ausgesteuert wird und die Schwingungen an und für sich schon stabil sind (vgl. Kap. 7). Der Vorgang hierbei ist folgender: beim Einsetzen der Schwingungen lädt sich der Gitterkondensator auf ein hohes negatives Potential E_G auf. Dementsprechend rückt, da die Entladung minimal ist, der Nullpunkt der Gitterwechselspannung V_g so weit ins negative Gebiet, daß der Scheitelwert gerade die Spannung Null erreicht.

K a p i t e l 5.

Wir haben in unseren bisherigen Betrachtungen immer gesehen, daß die Amplitude mit wachsendem Widerstand abnimmt; ferner haben wir den Gitterkondensator C_g stets als konstant angenommen, ohne zu fragen, wie die Amplitude von der Größe des Gitterkondensators abhängt. Das erste zu erklären und das zweite zu untersuchen, soll die Aufgabe des folgenden sein.

Man muß sich zu diesem Zwecke etwas genauer mit dem Vorgang der Ladung und Entladung des Gitterkondensators w ä h r e n d e i n e r P e r i o d e befassen, wie es H e e g n e r[4]) schon andeutet. Ein Gitterstrom fließt, wenn man von der Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen absieht, bekanntlich nur bei positiven Gitterspannungen, der Kondensator kann daher nur während der Zeit, wo die Gitterwechselspannung ins positive Gebiet hineinreicht, aufgeladen werden. Im Gitterkreis liegen parallel die Kapazität und der Ohmsche Röhrenwiderstand Gitter-Kathode und in Serie dazu die Abriegelungskapazität C_g.

Es wird nun angenommen, daß der Widerstand der Kapazität C_g klein sei gegen den Widerstand Gitter-Kathode, und daß daher die Wechselspannung an der Rückkopplungsspule und am Gitter identisch sei. Nimmt man ferner an, daß die Anodenrestspannung groß genug ist, was bei den zu betrachtenden stabilisierten Zuständen stets der Fall ist, und daß infolgedessen der Gitterstrom im wesentlichen eine Funktion der Gitterspannung ist, so besteht die Möglichkeit das Diagramm der Fig. 11 zu zeichnen.

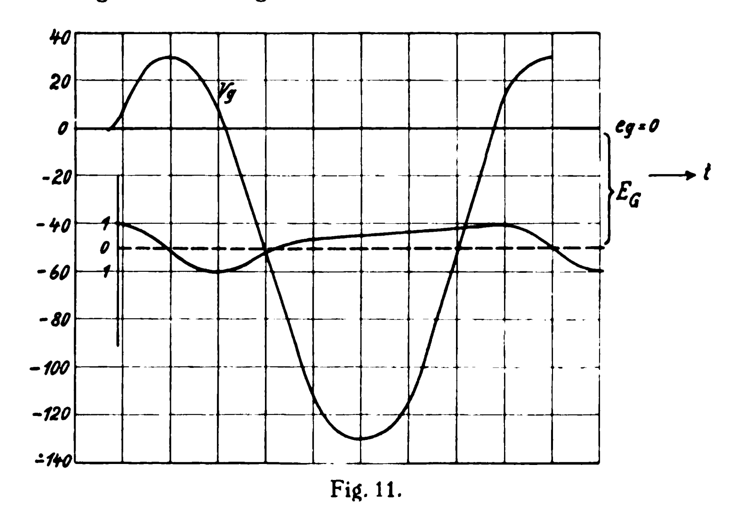


Fig. 11.

Nachdem man die Gitterwechselspannung V_g über E_G als Null-Linie aufgetragen hat, kann man auch die Ladespannung des Kondensators konstruieren. Diese ist e_G gleich q/C_g, wobei die Aufladung q wiederum gegeben ist durch das Integral $\int_0^T i_g \cdot dt$. Dieser Aufladung durch den Röhren-

[4]) Zeitschrift für Physik, 13, 392, 1923.

strom überlagert sich die Entladung über R_g, die bei kleinem R_g nicht zu vernachlässigen ist. Nimmt man nun an, daß der Gitterstrom i_g proportional der über die Null-Linie hinausreichenden Gitterspannung sei, so erhält man durch Integration für den gezeichneten Fall (C_g = 1000 cm, R_g = 67000 Ohm, $V_{g\,max}$ = 80 Volt, E_G = 50 Volt) eine Abweichung von der mittleren Ladespannung nach oben und unten um etwa 1 Volt (der Deutlichkeit halber in der Figur verzehnfacht). Wie man aus der Figur sieht, fällt unter den oben gemachten Annahmen der Scheitelwert von V_g mit dem Mittelwert von e_G (also E_G) zusammen. Geht nun die Gitterwechselspannung unter die Null-Linie herunter, so hört auch der Gitterstrom auf zu fließen; der Kondensator ist sich selbst überlassen und entlädt sich über den Ableitewiderstand R_g. Ein stationärer Zustand besteht dann, wenn während einer Periode die zugeflossene Ladung gleich der abgeflossenen ist.

Wird jetzt der Ableitewiderstand R_g verkleinert, so wird die Entladezeit des Kondensators kürzer; infolgedessen entlädt sich der Kondensator weiter als vorher und die Amplitude steigt an, bis durch die erhöhte Gitterstromzufuhr die Ladespannung um den gleichen Betrag vom Mittelwert abweicht, wie die Entladespannung. Für eine Vergrößerung der Ladespannung sorgt hierbei nicht nur die Erhöhung der Amplitude des Gitterstromes, sondern auch zum Teil dessen zeitlich längere Einwirkung.

Wird andererseits der Widerstand R_g vergrößert, so steigt die Entladezeit des Kondensators; infolgedessen kann er sich während einer Periode nicht so weit entladen und die Amplitude fällt, bis die Aufladung der geringeren Entladung entspricht. Die Schwankungen der Ladungsspannung um den Mittelwert E_G werden also um so größer, je kleiner R_g ist. Welcher Mittelwert E_g sich dabei einstellt, ist im vorigen Kapitel besprochen worden.

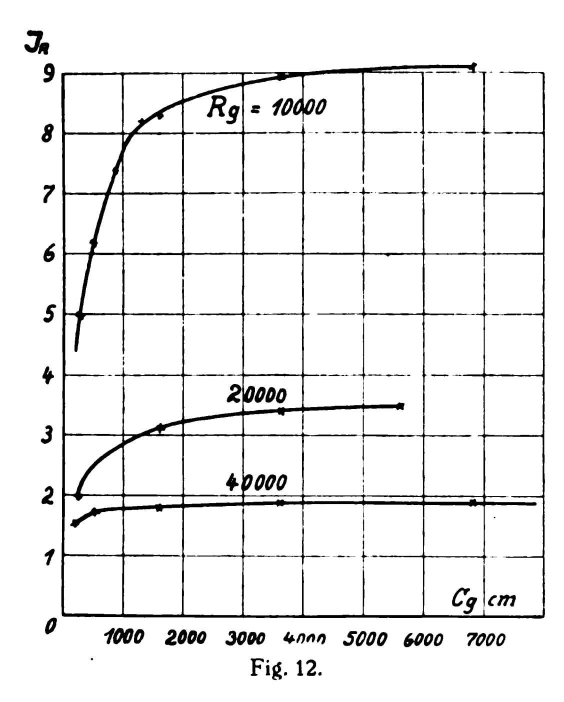


Fig. 12.

Bei der Konstruktion des Diagrammes in Fig. 11 waren wir davon ausgegangen, daß der Wechselstromwiderstand des Gitterkondensators sehr klein ist. Wird $\frac{1}{\omega C_g}$ größer, d. h. wird C_g kleiner, so wird die Spannung am Gitter um den Spannungsabfall an C_g kleiner. Die Amplitude wird also um so kleiner, je kleiner der Gitterkondensator ist. Da der kapazitive Widerstand Gitter—Kathode für 50 cm Kapazität etwa 7000 Ω beträgt und der Ohmsche Widerstand Gitter—Kathode bei großer Wechselspannung und kleiner Gleichspannung nach der Charakteristik bis auf 2000 Ω heruntergehen kann, so wird bei großen Amplituden (R_g klein) die Beeinflussung der Schwingungen durch Verkleinerung von C_g eher eintreten als bei kleinen Amplituden (R_g groß). Die experimentelle Bestätigung dafür sehen wir in Fig. 12, wo $J_A = f(C_g)$ für verschiedene Ableitewiderstände aufgetragen ist. Hiernach fallen die Kurven bei kleinen Gitterwiderständen steiler ab als bei großen.

Kapitel 6.

Nachdem in den vorhergehenden Kapiteln stets nur die stationären Zustände untersucht wurden, sollen unsere Betrachtungen jetzt auch auf die nichtstationären Erscheinungen ausgedehnt werden. Diese treten bei einem Röhrensender mit abgeriegeltem Gitter in Gestalt einer periodischen Amplitudenänderung — Pendeln genannt — auf. Ein Fall, bei dem man das Pendeln erhält, wurde schon im Kapitel 5 festgestellt, nämlich bei sehr hohen Ableitewiderständen. Der zweite Fall, bei dem sich diese Erscheinung zeigt, ist ein zu großer Gitterkondensator.

Vergleicht man die J_A E_G-Kurven, die Rukop in den „Reißdiagrammen veröffentlicht hat ($E_{RG} = E_G$), so sieht man, daß dort Kurven von verhältnismäßig loser Rückkopplung schon durch solche „Pendelgebiete" hindurchgehen, im Gegensatz zu den Kurven der Fig. 6, wo selbst bei der festesten in dieser Versuchsanordnung möglichen Rückkopplung kein Pendeln zu bemerken war. Dabei ist diese Rückkopplung etwa 5mal so fest wie die normale und günstigste. Man kann eben nicht ganz allgemein von einem großen und einem kleinen Gitterkondensator sprechen und danach die

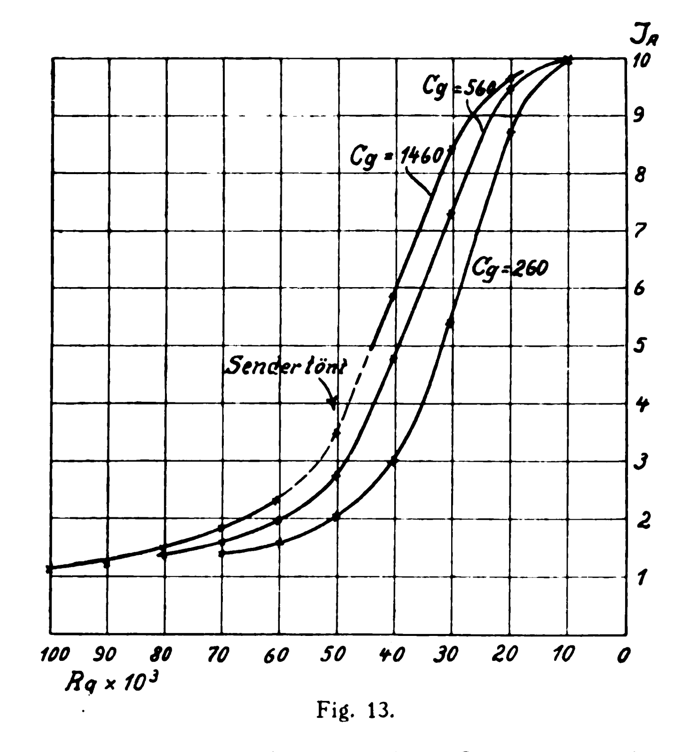


Fig. 13.

Diagramme einteilen; denn die obere Grenze der „kleinen" Kapazität, bei der sämtliche Punkte einer Kurve stabil sind, hängt ganz und gar von der Festigkeit der Rückkopplung ab. Bei sehr festen Rückkopplungen kann z. B. die Kurve für eine Gitterkapazität C_g = 550 cm noch stabil sein, während sie für C_g = 570 cm schon labil ist. Andererseits konnte bei losen Rückkopplungen die Kapazität auf 6000 cm vergrößert

werden, bevor Pendeln eintrat. In den im Kapitel 3 beschriebenen Versuchen war die Gitterkapazität C_g durchgängig auf einen so kleinen konstanten Wert gehalten worden, daß auch bei den hier möglichen festesten Rückkopplungen ($G = 1$) kein Pendeln auftrat. Es gibt allerdings für die Verkleinerung des Kondensators eine Grenze insofern, als bei zu kleinem C_g die Schwingungen ganz abreißen. Um diese Grenze möglichst weit herunterzudrücken, muß der kapazitive und Ohmsche Widerstand Gitter—Kathode möglichst groß sein.

In Fig. 13 und 14 ist ein Beispiel herausgegriffen, wo bei einer Rückkopplung $G = 6$ und bei einem Gitterkondensator $C_g = 1500$ cm der Sender im gestrichelten Teil der Kurve tönt, dagegen bei $C_g = 260$ und 560 cm vollkommen stabil ist. Um die Bedingungen kennen zu lernen, unter denen das Pendeln sich zeigt, muß man wieder auf den Ladevorgang des Gitterkondensators während einer Periode zurückkommen. Es war im Kapitel 6 festgestellt worden, daß bei Vergrößerung des Ableitewiderstandes die Amplitude der Schwingungen abnimmt, weil die Entladung des Gitterkondensators langsamer vor sich geht und daher die Amplitude so weit fallen muß, bis die Ladungsschwankungen zu beiden Seiten des Mittelwertes gleich geworden sind. Ist der dieser Bedingung entsprechende Schwingungszustand nicht stationär, so wird die Amplitude, da sie infolge der stabilisierenden Wirkung der $R_g\,C_g$ Kombination nicht abreißen kann, „pendeln", wobei im Empfänger ein Ton von konstanter Höhe zu hören ist.

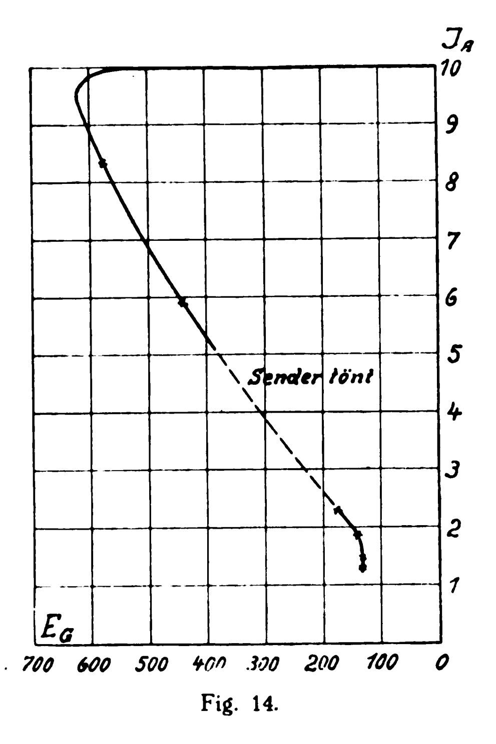


Fig. 14.

Man kann also ganz allgemein das Pendeln definieren als eine periodische Amplitudenschwankung, hervorgerufen durch die Schwankungen der Gittergleichspannung, die stets dann eintritt, wenn die Aufladung des Gitterkondensators C_g größer ist als die Entladung während einer Hochfrequenzperiode und bei keinem stationären Amplitudenwert eine Gleichheit von Aufladung und Entladung zustande kommt.

Daraus erklärt sich auch die wieder eintretende Stabilisierung bei großen Widerständen und kleinen Amplituden. In diesem Falle ragt nämlich die Gitterwechselspannung nur noch sehr wenig ins positive Gitterspannungsgebiet hinein; hierdurch wird die Zeit für die Aufladung gegenüber der Zeit für die Entladung soweit verkürzt (Fig. 15), daß infolge der langen Entladungsdauer des Kondensators sich ein stationärer Zustand wieder einstellen kann.

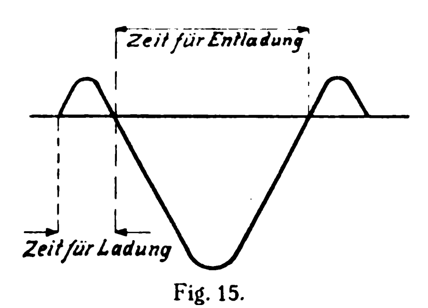


Fig. 15.

Inwiefern die Größe des Abriegelungskondensators für das Entstehen des Pendelns von Bedeutung ist, läßt sich durch folgende Überlegung klar machen. Wenn für eine bestimmte Rückkopplung der Ableitewiderstand R_g gerade noch ausreicht, um während einer Periode die aufgebrachte Ladung wieder abfließen zu lassen, so kann bei relativ kleinen Kapazitäten eine geringere Vergrößerung von C_g bewirken, daß infolge des Anwachsens der Amplitude die zufließende Ladung größer wird als die abfließende und die Schwingungen dadurch nicht mehr stabil bleiben. Die Empfindlichkeit gegen eine solche Erhöhung der Abriegelungskapazität wird um so größer, je größer der Ableitewiderstand für ein und dieselbe Amplitude, d. h. je fester die Rückkopplung ist. Für große Gitterkapazitäten tritt auch bei losen Rückkopplungen Pendeln ein. Ein zweiter Grund für das Auftreten des Pendelns bei Vergrößerung von C_g liegt in der Erhöhung der Zeitkonstante $C_g \cdot R_g$ und der damit verbundenen langsameren Entladung, so daß schließlich bei sehr großen Kapazitäten die Spannung des Kondensators C_g ähnlich einer Batteriespannung wirkt (vgl. Rukop, Reißdiagr. von Senderöhren Kap. III D 2), wobei auch bei verhältnismäßig losen Rückkopplungen Pendeln eintritt.

Eine Vergrößerung von C_g hat also zwei verschiedene Wirkungen zur Folge, die beide das Auftreten des Pendelvorganges begünstigen: erstens wird hierdurch bei kleinen Kapazitäten die Amplitude und damit die Aufladung vergrößert, zweitens wird bei größeren Kapazitäten die Entladung verzögert.

Der Ton, der beim Pendeln der Amplitude entsteht, ist um so höher, je kleiner R_g und C_g.

Wie weit die Schwingungen des Senders durch das Pendeln „moduliert" werden, d. h. wie weit der Sender ausgesteuert wird, wird von R_g und der Dämpfung des Schwingungskreises abhängen. Ist der Ableitewiderstand groß, so wird die Entladung des Gitterkondensators langsamer vor sich gehen als bei kleinerem Widerstand; infolgedessen hat der Strom im Schwingungskreise Zeit, auf einen kleinen Wert abzuklingen. Dieser Abklingvorgang wird schnell vor sich gehen, wenn die Dämpfung groß ist. Unter diesen Umständen werden auch die Schwingungen des Kreises der Kondensatoraufladung wieder folgen.

Für die Praxis sei noch bemerkt: sind die Rückkopplungen oder die Gitterkapazitäten so groß, daß der Sender kurz vor dem Einsetzen des Pendelns steht, dann spielen Änderungen der Betriebsbedingungen (Heizung, Anodenspannung, Dämpfung), sofern sie die Amplitude beeinflussen, eine wesentliche Rolle für das Auftreten von Pendelungen.

Kapitel 7.

Die Bedingung für einen stationären Schwingungszustand lautet bekanntlich: die zugeführte Energie ist gleich der verbrauchten Energie. Die Bedingung für einen



stationären und stabilen Schwingungszustand lautet außerdem noch: will die Amplitude der Schwingung wachsen, so muß die Zunahme der zugeführten Energie kleiner sein als die der verbrauchten Energie; will die Amplitude fallen, so muß die Abnahme der zugeführten Energie kleiner sein als die der verbrauchten Energie. Im stabilen Teil der $J_A - E_G$-Kurve ist die Stabilität schon durch die Form des Anodenstromes gegeben, während im „stabilisierten" Zweig die Stabilität erst durch die Wirkung des Widerstandes R_g erreicht wird.

Würde man die gleiche Kurve mit Batteriespannung aufnehmen (vgl. die nachfolgenden Ausführungen), so bekäme man für ein und dieselbe Spannung zwar zwei stationäre Werte von J_A, von denen aber der eine stabil und der andere labil ist. Die Stabilisierung der Schwingungen durch den Gitterwiderstand geht so vor sich, daß bei einem Sinken der Amplitude der Gitterstrom und damit die Gittergleichspannung abnimmt, wodurch der Anodenstrom steigt, und daß bei einem Ansteigen der Amplitude die Gittergleichspannung steigt, wodurch der Anodenstrom wieder sinkt.

Um einen Einblick in die Stabilisierung zu erhalten, die durch den Ableitewiderstand hervorgerufen wird, wurde analog den Überlegungen, die Barkhausen[5]) für den Lichtbogen angestellt hat, folgender Versuch gemacht. Es sollte untersucht werden, ob man die an den Enden des Ableitewiderstandes entstehende mittlere Spannung E_G durch eine Batteriespannung ersetzen kann, resp. wie weit man den Widerstand bei gleichbleibender Spannung verkleinern kann, ohne die Stabilisierung der Schwingungen zu gefährden. Zu diesem Zweck wurde parallel zu R_g ein variabler Widerstand W in Reihe mit einer Batterie E_B gelegt. Ein Galvanometer diente dazu, festzustellen, ob die Spannung E_G und die Batteriespannung E_B auch wirklich gleich waren (vgl. Fig. 16), also beim Schließen des Schalters S keinerlei Änderung der Strom- und Spannungsverteilung eintrat. Wir

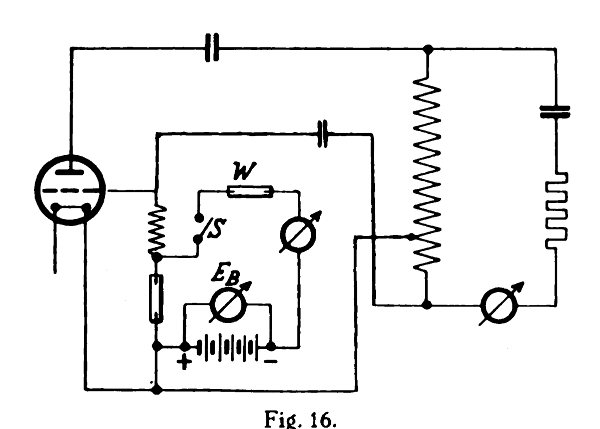


Fig. 16.

greifen zur Verdeutlichung der erhaltenen Resultate die J_A-E_G-Kurve für die Rückkopplung $G = 10$ heraus (Fig. 17). Es wurde nun für jeden Widerstand R_g die Kompensationsspannung E_B genau eingestellt und dann der Widerstand W solange verkleinert, bis die Amplitude des Schwingungsstromes ihren Wert änderte, d. h. die ursprüngliche Stabilisierung nicht mehr vorhanden war. Der Kombinationswiderstand aus W und R_g sei mit W_k bezeichnet. Die Größe von W_k gibt uns dann ein Maß für die Größe der Stabilität der Schwingungen in den betreffenden Punkten; oder anders ausgedrückt: der Kombinationswiderstand gibt an, welcher Widerstand bei gegebener Gitterspannung erforderlich ist, um die Schwingungen gerade noch zu stabilisieren. Je größer der Kombinationswiderstand W_k ist, bei dem die ursprüngliche Stabilität verloren geht, desto kleiner ist die durch den Ableitewiderstand R_g bewirkte Stabilisierung.

Für den oberen stabilen Teil der Kurve ist W_k durchweg gleich Null, d. h. man kann die Spannung E_G an den Klemmen des Gitterwiderstandes ohne weiteres durch eine

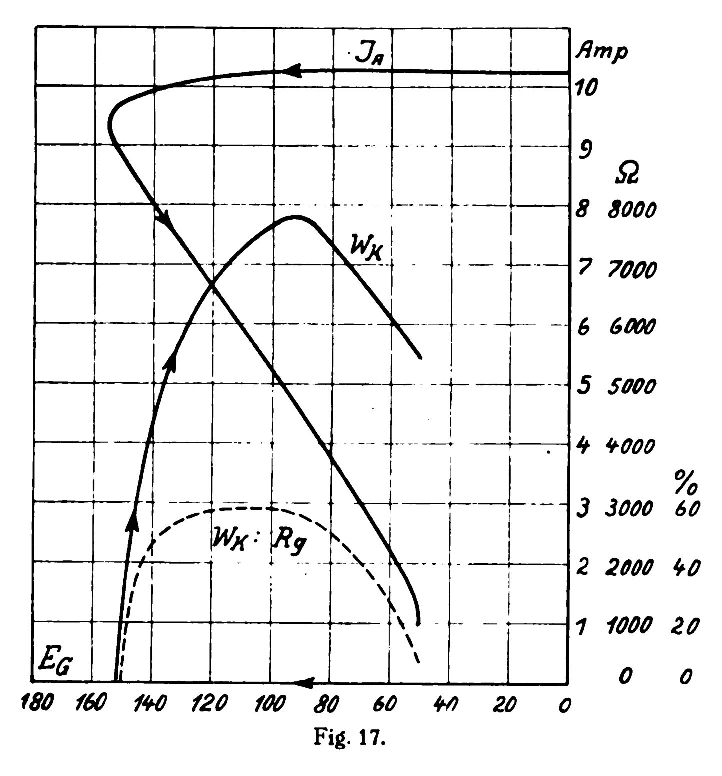


Fig. 17.

Batteriespannung ersetzen. Kommt man aber über den Knick auf dem stabilisierten Ast der J_A-Kurve, so beginnt W_k plötzlich von Null ab sehr steil anzusteigen, erreicht einen Höchstwert und nimmt dann wieder ab (Fig. 17). Die gestrichelte Kurve gibt das Verhältnis $W_k : R_g$ in Prozenten an; der höchste Punkt dieser Kurve fällt mit dem steilsten Teil der J_A-Kurve zusammen.

Man kann zwar den stabilen Zweig der Kurve stets durch eine entsprechende Batteriespannung realisieren, aber nur dann, wenn man kontinuierlich von kleinen Werten der negativen Vorspannung zu größeren übergeht; denn sowie die Vorspannung größer ist als die Verriegelungsspannung, d. h. diejenige Gitterspannung, für die der Anodenstrom angenähert gleich Null wird (in diesem Falle etwa 80 Volt), so schwingt der Sender ohne besonderen Anstoß nicht mehr an, hält dagegen schon vorhandene Schwingungen aufrecht.

Es wurde bisher absichtlich nur ganz allgemein von einer Änderung der ursprünglichen Stabilisierungs-Amplitude bei Unterschreitung des minimalen Kombinationswiderstandes gesprochen. Es gibt nämlich drei Möglichkeiten für diese Änderung der ursprünglichen durch den Ableitewiderstand stabilisierten Amplitude. Diese kann entweder auf den darüber liegenden stabilen Wert ansteigen oder auf Null zurückgehen, oder aber einen dazwischen liegenden oberen oder unteren Wert annehmen. Wir wollen uns zuerst mit den ersten beiden Möglichkeiten befassen, indem wir unter Vorschaltung eines sehr hohen Widerstandes W die Batteriespannung richtig abgleichen und alsdann ohne den Widerstand W die Batterie direkt an die Klemmen des Ableitewiderstandes R_g legen. Hierbei zeigt sich nun folgendes: ist die Batteriespannung E_B etwas größer als die Klemmenspannung E_G des Ableitewiderstandes, so reißen

[5]) Probleme der Schwingungserzeugung, S. 56 und Verh. d. Phys. Ges. **11**, 267, 1909.

die Schwingungen bis auf Null ab; sie springen dagegen bis auf den senkrecht darüber liegenden Punkt der $J_A - E_G$-Kurve an, wenn E_B etwas kleiner ist als E_G.

Diese Erscheinung wird sofort klar, wenn man hierzu die Charakteristik der Röhre betrachtet. Wird bei gleichem V_g die Spannung E_B kleiner als E_G, so steigt der Anodenstrom und gleichzeitig J_A, während umgekehrt der Anodenstrom und damit J_A abnimmt.

Stellt man nun den Versuch an, daß der Parallelwiderstand nicht plötzlich zu Null, sondern kontinuierlich verkleinert wird, dann erhält man die schon oben erwähnte dritte Möglichkeit, die Änderung der Amplitude auf einen Zwischenwert. Dies erklärt sich folgendermaßen: in dem Augenblick, wo infolge der Verkleinerung von W die Schwingungen abreißen, fließt aus der Batterie E_B ein Strom über R_g und W, da dann die beiden Spannungen nicht mehr kompensiert sind. Durch den Spannungsabfall an W liegt also nicht mehr die volle Batteriespannung am Gitter. Befindet man sich nun normalerweise auf dem Gitterpotential A (Fig. 18), so stellt sich durch den geschilderten Vorgang am

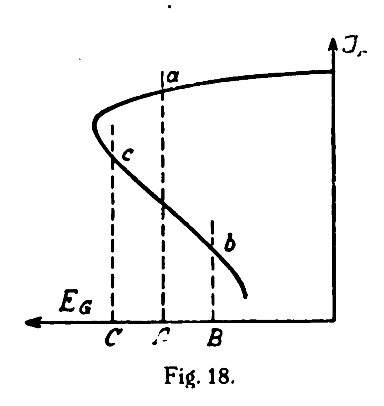


Fig. 18.

Gitter das kleinere negative Potential B ein. Für dieses Potential B kann nun der zur Stabilisierung erforderliche Konbinationswiderstand kleiner sein als für A, weshalb sich die Amplitude auf den B gehörigen Wert b einstellt und erst bei weiterer Verkleinerung von W ganz abreißt. Das gleiche, nur in umgekehrter Richtung, geschieht, wenn die Amplitude (falls E_B etwas kleiner als E_G) in die Höhe geht. Sie geht erst auf den Wert c und springt dann bei weiterer Verkleinerung von W auf den Punkt a.

Es ließe sich nun denken, man könnte einen Punkt des rückläufigen Teiles der Kurve auch durch Batteriespannung ohne Widerstand erhalten, sofern man nur die Spannung genau gleich der Klemmenspannung des zu ersetzenden Widerstandes macht (unter der Annahme, daß bei obigen Versuchen die beiden Spannungen stets um eine Kleinigkeit differiert hätten). Um dies zu entscheiden, wurde die Batterie durch einen sehr großen Kondensator von 2 μF ersetzt, der sich also genau auf die Spannung E_G aufladen müßte. Wurde nun der Parallelwiderstand W verkleinert, so setzte bei einem bestimmten Wert von W Pendeln der Amplitude ein (etwa 10 Per.), und zwar ist der Kombinationswiderstand W_k bei dem das Pendeln, also die Labilität der Schwingungen auftrat, der gleiche wie bei der Anordnung mit Batterie.

Alle bisher angestellten Untersuchungen und Überlegungen gelten auch für das Schwingaudion, wo die gleichen Erscheinungen auftraten; nur sind dort genaue Messungen erheblich schwerer durchzuführen.

Kapitel 8.

Nimmt man jetzt für die Ableitung des Gitterstromes (Fig. 19) an Stelle des vom durchfließenden Strome unabhängigen Ohmschen Widerstandes eine Röhre als Gitterwiderstand, so kommen zu den anfangs schon aufgestellten

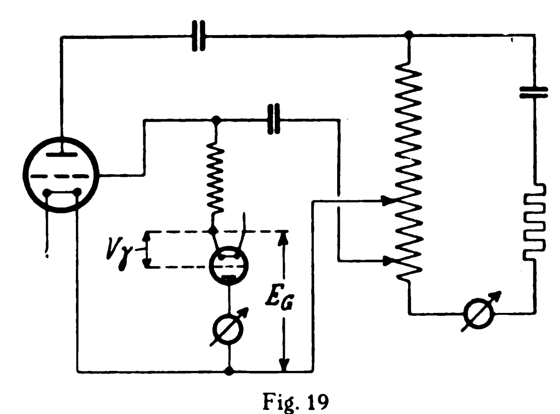


Fig. 19

Funktionen noch zwei neue hinzu:

$R_g = f(V\gamma)$ und $R_g = f(E_G)$, wobei $V\gamma$ die Gitterspannung des „Ableiterohres" bedeutet und der Gleichstromwiderstand R_g (nicht zu verwechseln mit dem inneren Wechselstromwiderstand) durch das Verhältnis $E_G : J_g$ definiert ist; der Gitterstrom Jg des Senderohres ist in diesem Falle identisch mit dem Anodenstrom Ja des Ableiterohres, ebenso entspricht die mittlere Gittergleichspannung E_G des Senderohres der mittleren Anodenspannung des Ableiterohres. Da wir bisher stets von den Widerständen ausgegangen sind, soll dies auch hier fortgeführt

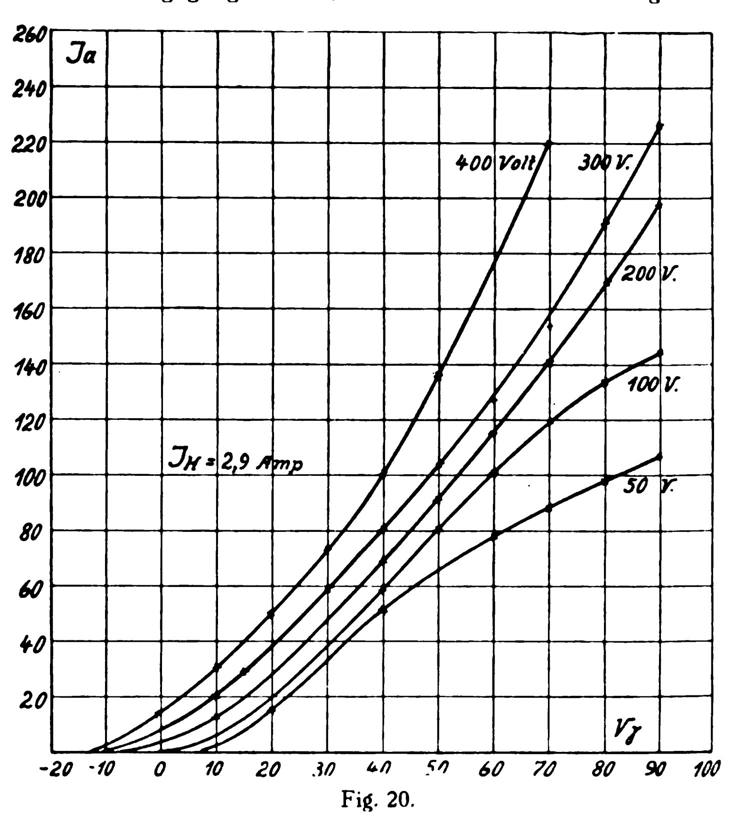


Fig. 20.

werden. Im zweiten Teil des nächsten Kapitels sollen die Betrachtungen auch von der Grundlage des Gitterstromes J_g durchgeführt werden. Die Schaltung zeigt Fig. 19. Als Ableiterohr wurde für die folgenden Versuche eine 5-Watt-Röhre Type R S 59 I Durchgriff 5%, mittlere Steilheit

2 mA/Volt, Heizstrom 2,8 Amp. verwendet. In Fig. 20 sind die Kennlinien dieses Rohres dargestellt.

Was bei Benutzung einer Röhre als Ableitung des Gitterstromes in erster Linie interessiert, ist die Abhängigkeit des Schwingungsstromes J_A von der Gitterspannung V_γ des

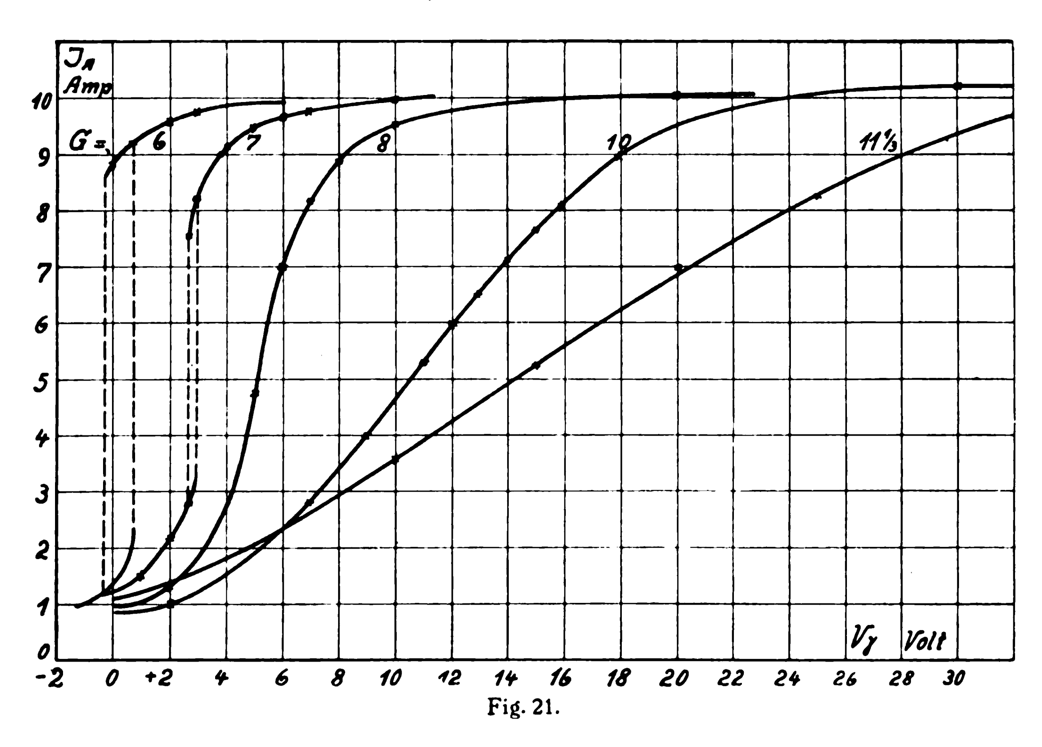


Fig. 21.

Ableiterohres; denn abgesehen davon, daß diese Funktionen die einzige der direkten Messung zugängliche ist, hat sie auch für die Praxis die größte Bedeutung, da man aus ihr schließen kann, wie sich der Sender bei Modulierung durch Wechsel-

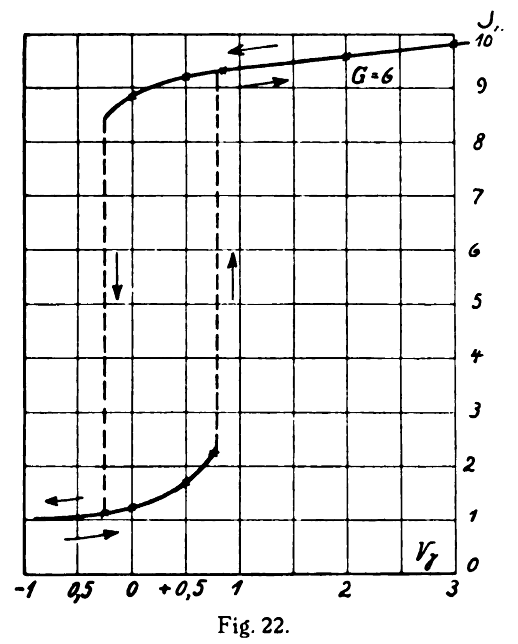


Fig. 22.

spannungen verhalten wird. Fig. 21 zeigt eine Reihe solcher J_A V_γ-Kurven. Parameter ist wie in den R_g-Diagrammen die Rückkopplung. Mit wachsender Rückkopplung werden, wie man erkennt, die einzelnen Kurven immer steiler, bis sie bei $G = 7$ Reiß- und Springstellen aufzuweisen beginnen. Während bei losen und mittleren Rückkopplungen die Kurven keinerlei Hysteresis zeigen, d. h. die gleichen Werte sich einstellen, gleichgültig in welcher Richtung man die Kurven durchläuft, tritt bei festeren Rückkopplungen eine deutliche Hysteresis zutage, die um so stärker wird, je fester die Rückkopplung ist. In Fig. 22 ist die Kurve für $G = 6$ noch einmal im vergrößerten Maßstabe aufgetragen. Die Pfeile geben die Umlaufsrichtung an.

Kapitel 9.

Zur Ausdeutung dieser Kurven greifen wir auf die Überlegungen des vorhergehenden Abschnittes, in welchem als Ableitung stromunabhängige Widerstände verwendet wurden,

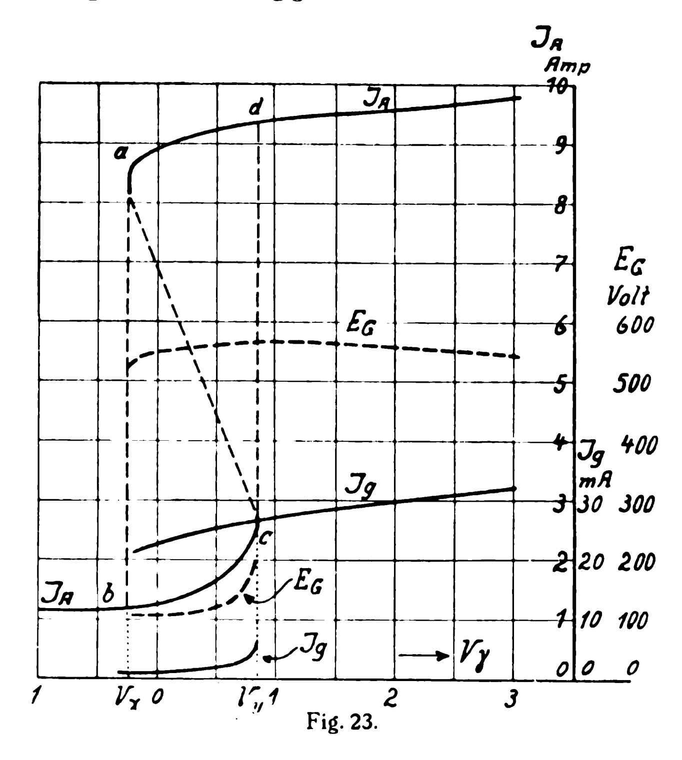


Fig. 23.

zurück. Jetzt erkennt man erst den Wert der vorangegangenen Untersuchungen, die direkt ja keine Bedeutung für die praktisch angewandte Methode der Gittergleichstrommodulation hatten. Der Widerstand R_g, der durch die

2*



Steuerröhre gebildet wird, ist, wie schon erwähnt, durch die Spannungen V_y und E_G gegeben. V_y die unabhängig veränderliche Größe, hat man in der Hand, während die Anodenspannung E_G des Rohres nach Kapitel 3 eine feste Funktion der Amplitude ist. Man kann also den Widerstand des Ableiterohres nicht beliebig verändern. Man muß nun für die folgenden Betrachtungen die J_A/E_G und die E_G/R_g-Kurven (Fig. 5 und 6) wieder heranziehen. Mit wachsendem Ableitewiderstand R_g stieg dort anfangs die Gittergleichspannung E_G an, um nachher wieder abzufallen.

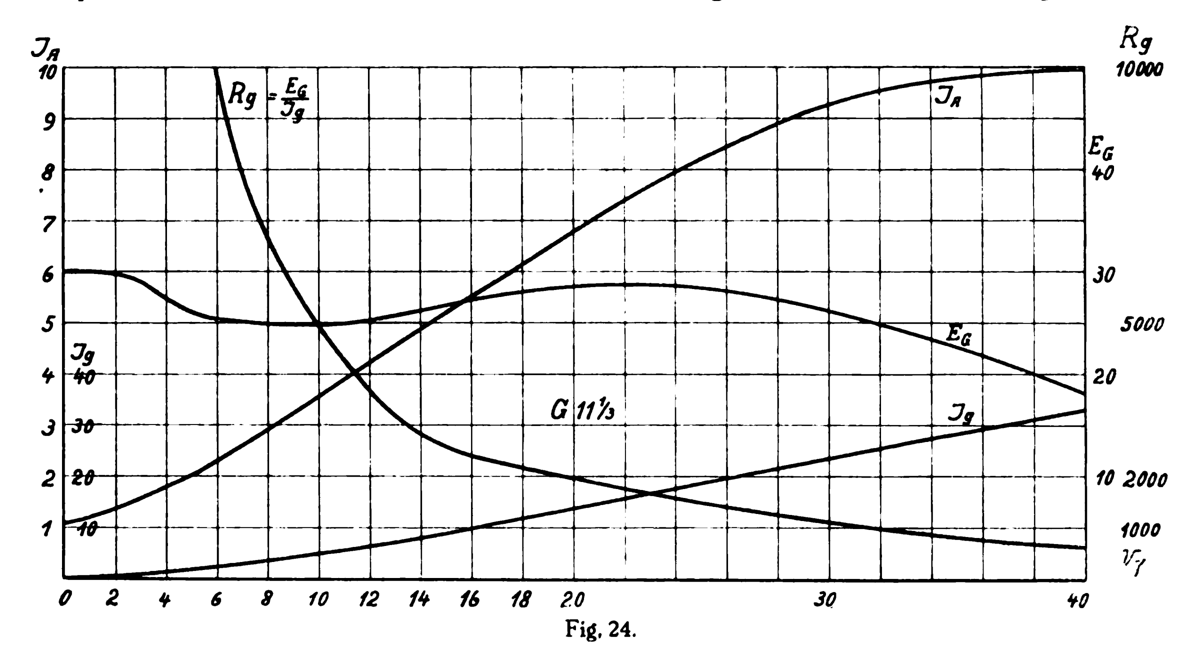


Fig. 24.

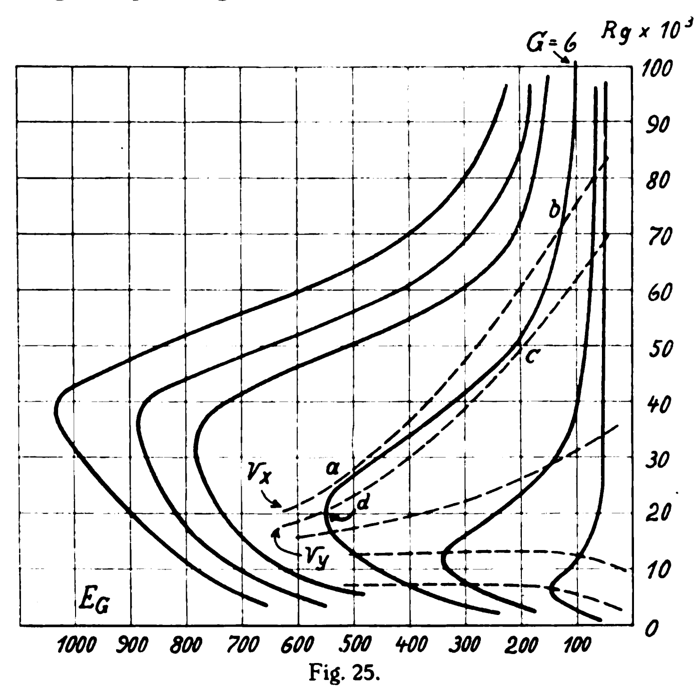


Fig. 25.

Wenn man also den Widerstand der Röhre dadurch vergrößert, daß man V_y kleiner macht, so wächst gleichzeitig die Anodenspannung des Rohres, wirkt also der beabsichtigten Widerstandsvergrößerung entgegen. Der Schwingungsstrom wird sich daher anfangs nur wenig ändern. Dagegen wird von dem Punkt an, wo E_G mit einem sinkenden J_A oder wachsenden R_g fällt, die durch die Verkleinerung von V_y bewirkte Widerstandserhöhung der Röhre durch das Sinken der Anodenspannung noch unterstützt. J_A wird daher um so schneller absinken. In dem Falle der losen Rückkopplung, wo auch im J_A-E_G-Diagramm (vgl. Fig. 7) sich von $R_g = 1000$ Ohm ab die Spannung E_G nur noch wenig ändert, geht das Absinken von J_A ganz allmählich vor sich.

Man kommt mit dem verwendeten Rohr überhaupt nur wenig in den oberen stabilen Teil der J_A-E_G-Kurve ($G = 11\frac{1}{3}$) hinein; Fig. 24 zeigt die zu dieser Rückkopplung gehörigen Werte von J_A, J_g, E_G und R_g in Abhängigkeit von V_y. Ganz allgemein läßt sich sagen, man kann einen Sender mit Ableiterohr nie ganz bis zum Maximalstrom aussteuern, da der Widerstand des Rohres niemals Null werden kann.

Auch die verschiedene Steilheit der J_A-V_y-Kurven läßt sich aus dem J_A-E_G-Diagramm ableiten. Je fester hier die Rückkopplung ist, um so schneller nimmt die Gittergleichspannung E_G mit sinkendem Schwingungsstrom ab, um so stärker wird dann auch bei Verwendung eines Ableiterohres die Zunahme des Röhrenwiderstandes, und um so schneller nimmt der Schwingungsstrom ab. Durch konsequente Verfolgung dieser Erkenntnis lassen sich jetzt auch die Reiß- und Springstellen erklären, die auf den ersten Blick völlig unverständlich erscheinen, da die J_A-E_G-Kurven für die betreffenden Rückkopplungen vollkommen stabil sind. Es muß also demgemäß eine Eigentümlichkeit des Ableiterohres sein. Als Beispiel für die folgenden Überlegungen soll die J_A-V_y-Kurve Fig. 23 ($G = 6$) dienen. Außer der J_A-Linie sind hier noch die gemessenen Werte von J_g und die der J_A-E_G-Kurve entnommenen Werte von E_G eingetragen.

Wenn im Punkt a die Schwingungen auf den Wert b abreißen, so bedeutet das nichts anderes, als daß bei dieser Steuerröhre infolge der zu schnellen Abnahme der Anodenspannung Zwischenwerte des Ableitewiderstandes durch Verkleinerung der Gitterspannung V_y nicht herstellbar sind. Man müßte daher, um zu stationären Zwischenwerten zu gelangen, V_y vergrößern anstatt zu verkleinern, d. h. die J_A-V_y-Kurve würde rückläufig werden. Man käme dann vom Punkt a nicht zu Punkt b, sondern nach c.

Allgemein kann man sagen: Wir haben hier zwei Scharen von Kurven (Fig. 25), die voneinander vollkommen unabhängig sind; erstens die Kurve des Senderohres $R_g = f(E_G)$ für K = konstans, die durch die Linie von



Fig. 5 fest gegeben sind, und zweitens die Kurven des Steuerrohres $R_g = \varphi(E_G)$ für V_y = konstans, die durch die Kennlinie der Steuerröhre bestimmt sind. Wir wollen diese Kurven kurz K-Linien und V_y-Linien nennen. Die Schnittpunkte beider Linien geben die möglichen stationären Schwingungszustände. Besitzt eine V_y-Linie (in Fig. 25 gestrichenlt) zwei oder drei gemeinsame Punkte mit einer K-Linie, so gibt es eben zwei oder drei verschiedene Werte von R_g für ein und dasselbe V_y.

Die Vorgänge werden noch klarer, wenn man anstatt von den Widerständen, von den Strömen ausgeht. Man hat hier wiederum die beiden Funktionen $J_g = f(E_G)$ für K = konstans und $J_a = \varphi(E_G)$ für V_y konstans (Fig. 26). Die erste entnimmt man der Fig. 5, indem man E_G durch R_g dividiert, während die zweite durch die Kennlinienschar der Steuerröhre gegeben ist. Stationäre Zustände erhält man auch hier nur für $J_g = J_a$, das heißt in den Schnittpunkten der beiden Kurven. Wie vorher werden die Beziehungen dann eindeutig sein, wenn die V_y- und K-Linie nur einen gemeinsamen Punkt haben. In dieser Darstellungsweise wären für einen eindeutigen Verlauf möglichst wagerechte V_y-Linien ideal, d. h. eine Steuerröhre, deren Anodenstrom nur wenig abhängig von der Anodenspannung ist; wie das Rukop (Reißdiagramme von Senderöhren) schon in anderer Form angegeben hat. Anders ausgedrückt: der Durchgriff der Steuerröhre müßte sehr klein sein.

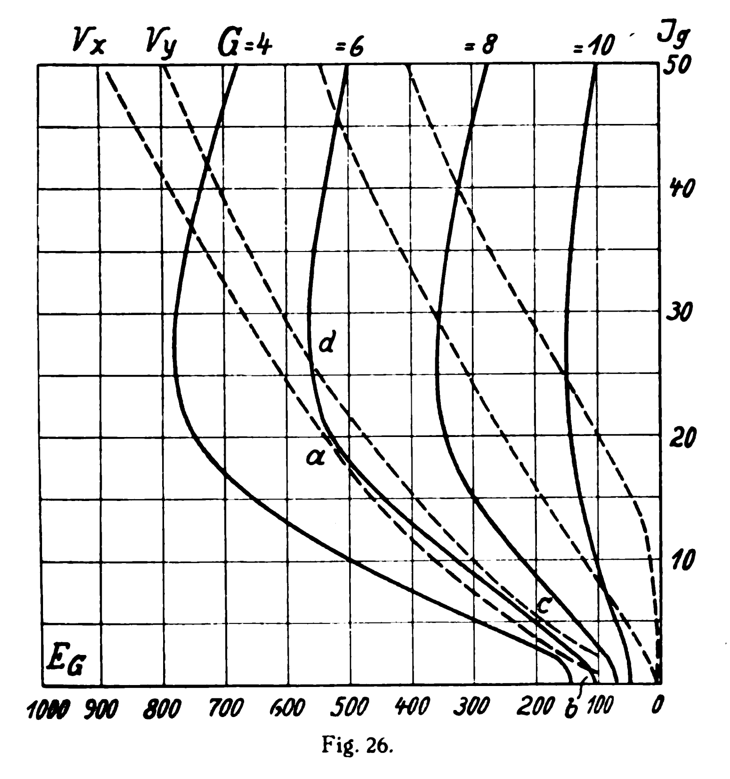


Fig. 26.

Die V_y-Linien der Fig. 25 und 26 sind in $J_A - V_G$-Diagramm gerade Linien parallel zur Ordinate (Fig. 23). Dort sowohl wie hier wird z. B. der Reiß- und Springbereich für $G = 6$ durch die beiden V_y-Linien V_x und V_y mit je einem Schnittpunkt und einem Berührungspunkte begrenzt, während die dazwischenliegenden V_y-Linien je drei Schnittpunkte besitzen, von denen jeweils der mittlere labil ist. Ebenso entsprechen die Punkte a, b, c, d der Fig. 23 den gleichen Punkten der Fig. 25 und 26. Durchläuft man zum Beispiel die Kurve $G = 6$ von d nach a, so ist man in a an einem Punkt angelangt, wo die V_y-Linie V_x die K-Linie gerade noch berührt. Dieser Punkt der V_y-Linie ist also labil, d. h. die Amplitude der Schwingung reißt so weit ab, bis die betreffende V_y-Linie die K-Linie wieder schneidet. In unserem Beispiel geschieht diese Stabilisierung im Schnitpunkt b. Durchläuft man jetzt die Kurve rückwärts von kleinen zu großen Amplituden, d. h. vom kleinen zum großen V_y, so kommt man wieder an einen labilen Punkt c, wo die Linie V_y die K-Linie gerade berührt. Die Amplitude springt daher bis zum Schnittpunkt d.

Man kann diesen Vorgang auch quantitativ auswerten, indem man aus Fig. 8 den zu irgendeinem Zwischenwert des Schwingungsstromes J_A zugehörigen Gitterstrom J_G und aus Fig. 6 die zugehörige Gittergleichspannung E_G aufsucht. Mit diesen Werten läßt sich dann aus der Kennlinienschar des Steuerrohres die entsprechende Gitterspannung V_y entnehmen, und man erhält dann den rückläufigen Teil $a—c$ der $J_A - V_y$-Kurve.

Je größer also der Durchgriff des Ableiterohres unter sonst gleichen Bedingungen ist, um so loser muß die Rückkopplung sein, damit kein Reißen eintritt.

Es soll hier noch einmal wiederholt werden: Die eben besprochenen Fehlstellen haben mit den Pendelgebieten, die sich bei zu großen Gitterkondensatoren oder zu großen Ableitewiderständen in den Widerstandsdiagrammen zeigen, nichts zu tun. Es kommen eben bei den Röhrendiagrammen zu den Pendelgebieten noch die durch das Ableiterohr bedingten Reiß- und Springstellen hinzu, so daß im allgemeinen die Röhrendiagramme bezüglich der Fehlerfreiheit schlechter gestellt sein werden, als die Widerstandsdiagramme, immer vorausgesetzt, man kann die Gitterkapazität klein genug machen.

Für die Praxis kann man also nach dem vorher gesagten sehr leicht im voraus feststellen, welches Modulationsrohr sich für ein bestimmtes Senderohr am besten eignet. Man nimmt einfach am Senderohr die Funktion Gitterstrom-Gittergleichspannung für die in Frage kommenden Rückkopplungswerte und am Modulationsrohr die Funktion Anodenstrom-Anodenspannung auf, und sieht dann sofort aus deren Verlauf, ob Reiß- und Springstellen auftreten können.

Kapitel 10.

Um für Telephoniezwecke die Steuerleistung möglichst klein zu halten, ist es erforderlich, daß erstens die $J_A - V_y$-Kurve möglichst steil verläuft, d. h. nur ein kleiner Gitterspannungsbereich erforderlich ist, um den Sender auszusteuern, und daß zweitens dieser Aussteuerungsbereich bei möglichst kleinen Gitterspannungen V_y liegt; denn je größer V_y ist, desto größer ist auch der Gitterstrom der Steuerröhre und damit die aufzuwendende Steuerleistung.

Die erste Bedingung wird durch große Steilheit und großen Durchgriff des Steuerrohres erfüllt, da bei großer Steilheit auch die Abhängigkeit des Röhrenwiderstandes von der Gitterspannung V_y groß ist und da bei großem Durchgriff die Abhängigkeit des Röhrenwiderstandes von der Anodenspannung E_G ebenfalls groß wird. Auch zur Erfüllung der zweiten Bedingung ist ein großer Durchgriff erforderlich. Dem gegenüber steht die Forderung, daß der Durchgriff auch nicht zu groß wird, damit die Kurven nicht rückläufig werden. Man muß also bezüglich des Durchgriffs ein Kompromiß schließen.

Noch eine dritte Forderung ist an das Steuerrohr zu stellen: der Anodenstrom und damit die Emission muß groß genug sein, damit der zur Aussteuerung des Senders erforderliche Minimalwiderstand klein genug wird. Denn da die Anodenspannung E_G durch die $J_A - E_G$-Kurven fest gegeben ist, der Durchgriff und die Gitterspannung V_y aber nicht beliebig groß gemacht werden kann, so muß eben

eine Röhre mit größerer Emission oder mehrere parallel geschaltete Röhren verwendet werden.

Wieviel günstiger im übrigen ein Rohr mit größerem Durchgriff gegenüber einem mit kleinem Durchgriff ist, beweist Fig. 27 und Fig. 28. Die hier gezeichneten Kurven sind allerdings an einem 2 KW-Zwischenkreis-Sender aufgenommen, doch ändert das im Prinzip nichts wesentliches. Es wurde als Steuerröhre einmal ein 75-Watt-Senderohr

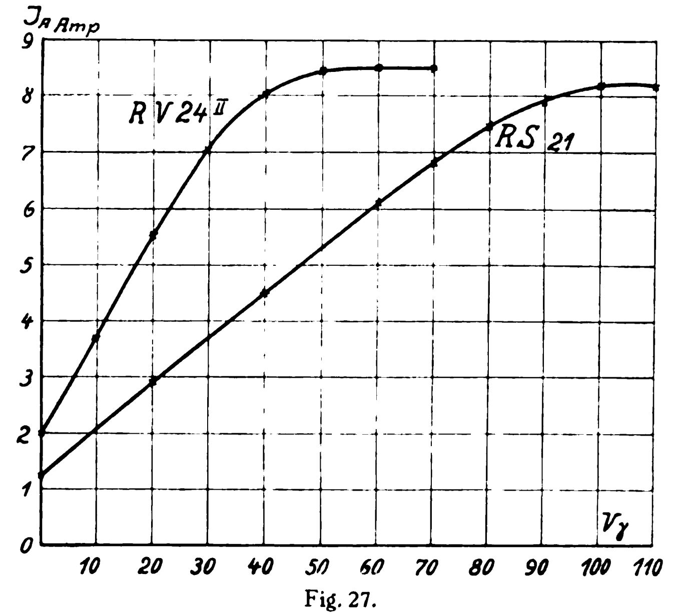


Fig. 27.

Type R S 21 mit einer Emission von 200 m Amp., einem Durchgriff von etwa 2% benutzt, das andere Mal ein Endverstärkerrohr Type R V 24 mit einer Emission von 150 m Amp. und einem Durchgriff von etwa 15%. Betrachtet man Fig. 27, wo J_A den Antennenstrom bedeutet, so erkennt man, daß die Steilheit der J_A-V_γ-Kurve bei Verwendung des RV 24-Rohres erheblich größer ist als beim RS 21 und die ganze Kurve überhaupt mehr ins negative V_γ-Gebiet rückt. Dem entsprechen auch die aufs Gitter des Steuerrohres aufzubringenden Steuerleistungen N_g, die in Fig. 28 aufgetragen sind. Während beim RS 21-Rohr zur Erreichung des maximalen Antennenstromes eine maximale Steuerleistung von etwa 5 Watt erforderlich ist, genügt beim RV 24 zu dem gleichen Zweck nur 0,25 Watt.

Bisher wurde angenommen, V_γ sei eine Gleichspannung. Wie verhält sich nun der Sender, wenn V_γ eine Wechselspannung von Tonfrequenz ist? Gibt man eine solche Spannung auf das Gitter der Steuerröhren, so kann man den Nullpunkt oder Arbeitspunkt der Wechselspannung auf der J_A—V_γ-Kurve beliebig wählen, je nachdem welche konstante Vorspannung man dem Gitter gibt. Man sollte nun annehmen, daß eine annähernd verzerrungsfreie Modulierung der Hochfrequenz nur möglich ist, falls man den Arbeitspunkt in die Mitte der J_A-V_γ-Kurve verlegt. Demgegenüber hat aber S c h ä f f e r[6]) durch gleichzeitige oszillographische Aufnahmen der aufgebrachten Niederfrequenz und der gleichgerichteten Hochfrequenz nachgewiesen, daß man ebenso gut den Arbeitspunkt ganz an den Anfang der Kurve legen kann, ohne sichtbare Verzerrungen zu erhalten. Arbeitet man dagegen vom oberen Teil der Kurve aus, d. h. bei hohen positiven Vorspannungen, so ist die Übertragung nicht mehr so gut, da in diesem Falle der verhältnismäßig hohe Gitterstrom des Steuerrohres schon einen wesentlichen Einfluß auf die Kurvenform der aufgebrachten Wechselspannung ausübt.

[6]) Telefunken-Zeitung 1924, Heft 37, S. 23.

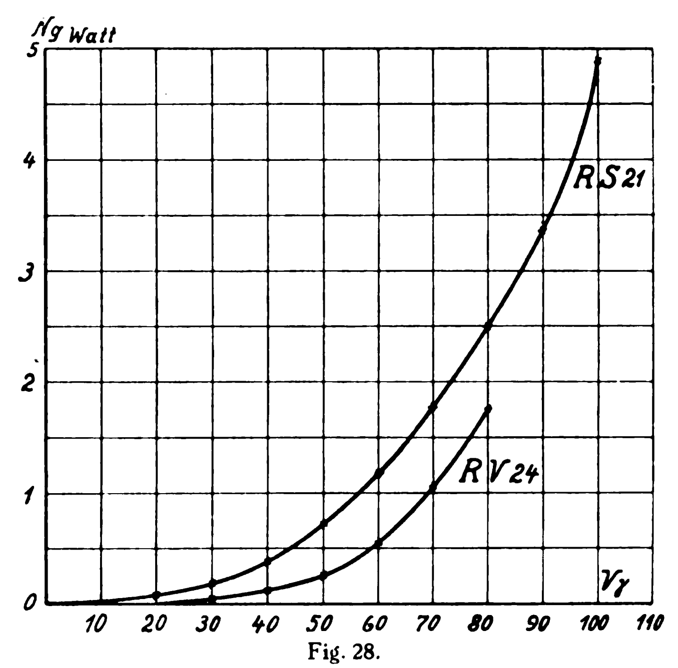


Fig. 28.

Von zwei Senderöhren gleicher Leistung wird diejenige die geringste Steuerleistung gebrauchen, deren Gitterstrom am kleinsten ist. Dies kann man durch kleinen Anodenstrom bei entsprechend großer Anodenspannung erreichen. So war es z. B. möglich, ein 1-KW-Rohr mit 10 000 Volt Betriebsspannung mittels zweier parallel geschalteter S- & H-Doppelgitterröhren, deren Kennlinie bei 90 Volt Anodenspannung schon ganz im negativen Gebiet liegt, so zu beeinflussen, daß man theoretisch mit der Steuerleistung Null die 1-KW-Hochfrequenzleistung aussteuern konnte. Praktisch liegen natürlich die Hauptverluste in dem Übertrager, der die Wechselstromquelle (Mikrophon usw.) an das Gitter der Senderöhre anpassen muß.

Wichtig ist noch, daß man, um eine Benachteiligung der hohen Tonfrequenzen zu vermeiden, den Gitterkondensator und damit die Zeitkonstante des aus C_g und R_g gebildeten Kondensatorkreises möglichst klein macht.

Zum Schluß möchte ich nicht versäumen, Herrn Professor Dr. B a r k h a u s e n und Herrn Dr. H e e g n e r für wertvolle Anregungen sowie Herrn Dr. M e i ß n e r (Telefunken) für die freundliche Überlassung der Laboratoriumseinrichtungen meinen Dank auszusprechen.

(Eingegangen am 8. 12. 1925.)

Praktische Berechnungsmethoden von Antennenkapazitäten.

Von **J. Pusch.**

Die Kapazität aller in ihrer Zusammensetzung nicht zu komplizierter Antennenformen läßt sich nach der von Howe[1]) angegebenen Methode mit guter Genauigkeit berechnen. Für viele Fälle der Praxis wird jedoch die Durchführung einer solchen Berechnung zu zeitraubend oder zu umständlich sein. Es werden daher im folgenden Berechnungsmethoden und Formeln angegeben, die eine schnelle und einfache Berechnung von Antennenkapazitäten bei praktisch genügender Genauigkeit ermöglichen.

a) Berechnung aus der Kapazität eines Drahtes und der Anzahl der parallelen Drähte.

Von Eccles[2]) wurde folgende Formel angegeben:

$$C = \frac{l}{2\,ln\,\frac{2h}{r}} \cdot \sqrt{n-1}\ [cm]$$

Darin ist n die Anzahl der parallelen Drähte mit dem Radius r (in cm) einer horizontalen Antenne von der Länge l (in cm) und Höhe h (in cm). In dem Wert ist die Kapazität der Zuleitung also nicht enthalten.

Diese Formel berücksichtigt nicht die Antennenformen (Verhältnis von Länge zur Breite) und die spez. Drahtdichte (Verhältnis von Breite zur Höhe). Daher liefert sie nur für einige besondere Fälle brauchbare Resultate, während sie für die meisten Fälle falsche Werte ergibt.

Ich habe nun eine Berechnungsmethode aufgestellt, die auch in einfacher Weise eine schnelle Berechnung ermöglicht und die sich für alle Fälle der Praxis seit langer Zeit durch ausreichende Genauigkeit bewährt hat.

Es ist:

$$C_A = (c_1 \cdot n_1 \cdot K) + (c_2 \cdot n_2 \cdot K)\ [cm].$$

Es bedeuten:

- C_A = Kapazität der gesamten Antenne in *cm*,
- c_1 = Kapazität eines horizontalen Drahtes in *cm*,
- n_1 — Anzahl der parallelen Drähte der Antennenfläche,
- c_2 — Kapazität eines vertikalen Drahtes der Zuleitung in *cm*,
- n_2 = Anzahl der parallelen Drähte der Zuleitung,
- K = ein Faktor, der von der Anzahl der parallelen Drähte und dem Verhältnis der Breite b zur Höhe h (spez. Drahtdichte) und dem Verhältnis der Breite b zur Länge l der Fläche des horizontalen Teiles (im ersten Ausdruck) bezw. der Zuleitung (im zweiten Ausdruck) abhängt, und zwar ist:

$$K = f\left(\frac{b}{h} + 2\frac{b}{l}\right)$$

Für die Kapazität eines horizontalen Drahtes wird nach Howe, also unter Annahme einer gleichmäßig verteilten Ladung, eingesetzt:

$$c_1 = \frac{l}{2\,ln\,\frac{l}{r} - 0{,}62 - E}\ [cm]$$

Hierin bedeuten l die Länge und r den Radius des Drahtes (beide in *cm*) und E den Betrag, um den das Potential des Drahtes infolge der Erdnähe vermindert werden muß. Für alle Werte von $\frac{l}{2h}$ bis 1 kann $E = \frac{l}{2h}$ gesetzt werden (h = Höhe des Drahtes über dem Erdboden in cm), für größere Zahlen sind die Werte von E aus Tabelle 1 zu entnehmen:

Tabelle 1.

Werte von E in Abhängigkeit von $\frac{\text{Länge}}{\text{doppelte Höhe}}$ des horizontalen Drahtes.

$\frac{l}{2h}$	E	$\frac{l}{2h}$	E	$\frac{l}{2h}$	E	$\frac{l}{2h}$	E
0,5	0,48	2,0	1,64	5,0	2,98	15,0	4,92
1,0	0,94	3,0	2,2	7,5	3,68	20,0	5,46
1,5	1,3	4,0	2,62	10,0	4,2	—	—

Die Größen des Faktors K wurden für verschiedene Drahtzahlen und Antennenbreiten im Verhältnis zur Höhe und Länge aus praktischen Messungen und Rechnung gewonnen. Diese Werte sind aus Tabelle 2 zu entnehmen.

Tabelle 2.

Werte von K für verschiedene Drahtzahlen in Abhängigkeit von $\frac{\text{Breite}}{\text{Höhe}} + 2\frac{\text{Breite}}{\text{Länge}}$ der Antenne.

$\frac{b}{h} + 2\frac{b}{l}$	Anzahl der Drähte						
	2	3	4	6	8	10	12
0,1	0,78	0,61	0,505	0,36	0,29	0,225	0,195
0,2	0,82	0,645	0,535	0,39	0,31	0,25	0,21
0,3	0,85	0,675	0,565	0,415	0,335	0,27	0,23
0,4	0,87	0,7	0,59	0,445	0,35	0,29	0,25
0,5	0,885	0,725	0,615	0,47	0,375	0,31	0,26
0,6	0,9	0,745	0,635	0,49	0,395	0,325	0,275
0,8	0,925	0,78	0,675	0,54	0,43	0,36	0,3
1,0	0,95	0,81	0,71	0,58	0,46	0,39	0,325
1,25	0,97	0,845	0,755	0,62	0,5	0,42	0,36
1,5	0,99	0,87	0,79	0,65	0,535	0,45	0,39
2,0	1	0,93	0,84	0,715	0,6	0,51	0,45
2,5	1	0,99	0,89	0,78	0,66	0,58	0,51
3,0	1	1	0,945	0,84	0,73	0,64	0,575
4,0	1	1	1	0,955	0,86	0,77	0,7
5,0	1	1	1	1	0,99	0,9	0,825

[1]) Howe, G. W. O., Wireless World, Dez. 1914, Jan. 1915, Sept. 1918. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 10, S. 412, 1915. Electrician. 73, S. 859, 906, 1914; 75, S. 870, 1915; 77, S. 761, 880, 1916.

[2]) Eccles, W. H.: Electrician 86, S. 72, Januar 1921. Ref. Jahrb. f. drahtl. Tel. 18, S. 210, 1921.

Laufen die Drähte an einem Ende in einem Punkte zusammen, so ist die Kapazität der Antenne gleich einer solchen mit der gleichen Anzahl von parallelen Drähten, deren Abstand das 0,365 fache des senkrechten Abstandes des offenen Endes eines jeden Drahtes vom Nachbardraht ist.

In ähnlicher Weise läßt sich die Kapazität einer Schirmantenne berechnen, indem man die Schirmdrähte durch parallele horizontale Drähte in Höhe der Schirmspitze ersetzt, deren Abstand ebenfalls gleich dem 0,365 fachen des größten Abstandes benachbarter Schirmdrähte wird. Dabei wird die Länge der Horizontaldrähte gleich der doppelten Länge der Schirmdrähte (man denkt sich zwei gegenüberliegende Schirmdrähte zu einem gestreckten Draht zusammengesetzt). Die Werte für K sind wieder aus Tabelle 2 zu entnehmen. Diese Berechnungsmethode liefert gute Resultate für Schirmantennen mit einem Neigungswinkel von 60 bis 90°.

Für die Kapazität eines vertikalen Zuleitungsdrahtes kann gesetzt werden:

$$c_2 = \frac{l}{2\ln\frac{l}{r} + 0{,}4} \quad |cm|$$

Länge l und Radius r des Drahtes in cm. Laufen die Drähte nach dem unteren Ende zusammen, so rechnet man für die Breite der Zuleitungsfläche den wirksamen Abstand der Drähte, indem man 0,36 mal dem senkrechten Abstand zwischen den Drähten am oberen Ende einsetzt.

Der Wert des Faktors K für die Zuleitung (zweiter Ausdruck) ist wieder aus Tabelle 2 zu entnehmen.

b) Berechnung aus der Antennenfläche:

Für Flächenantennen mit großer Drahtdichte und deren Fläche groß ist im Verhältnis zur Höhe, kann die Kirchhoffsche Formel für den Zweiplattenkondensator unter Berücksichtigung der Randstreuung verwendet werden. Mit wachsender Höhe der Antenne im Verhältnis zu den Dimensionen ihrer Fläche verliert die Formel an Genauigkeit.

Von Austin[3]) wurde folgende empirische Formel aufgestellt:

$$C = \left(0{,}36\sqrt{F} + 0{,}08\,\frac{F}{h}\right)\cdot\left(1 + 0{,}015\,\frac{l}{b}\right)\ |cm|,$$

wo die Antennenfläche F in Quadratzentimeter, die wirksame Höhe h, die Länge l und die Breite b in Zentimeter einzusetzen sind.

Die Formel setzt eine Drahtdichte voraus, welche die größte Kapazität gewährleistet. Aus mechanischen und wirtschaftlichen Gründen wird nun eine so große Drahtdichte meistens nicht zur Anwendung gelangen. Es liefert die Formel zu große Werte. Für Antennen großer Länge im Verhältnis zu ihrer Breite wird der Fehler bis zu einem gewissen Grade dadurch kompensiert, daß der Formfaktor $(1 + 0{,}015\,\frac{l}{b})$ zu klein ist.

Durch R. Ettenreich[4]) wurden aus praktischen Messungen an Modellantennen für beide Glieder der Austinschen Formel Werte für Faktoren für Drahtstärken und spez. Drahtdichte in Abhängigkeit der Antennenform gewonnen, und so der Formel folgende Form gegeben:

$$C = 0{,}36\cdot A\cdot B\cdot\sqrt{F} + 0{,}08\cdot A'\cdot B'\cdot\frac{F}{h}\ |cm|$$

[3]) Austin, L. W., Journ. Wash. Acad. of Sciences, August 1919, S. 993—996. Proc. Inst. of Radio-Eng., August 1920, S. 164. Radio Review, Nov. 1920.

[4]) Ettenreich, R., Kapazitätsmessungen an Antennenmodellen. Jahrb. f. drahtl. Telegr. 20, S. 180, 1922.

Die Werte für die Faktoren A, B, A', B' in Abhängigkeit von Drahtstärke, Drahtzahl, Höhe, Länge und Breite der Antenne sind in Kurven zusammengestellt worden.

c) Berechnung aus der scheinbaren Fläche der Antenne:

Folgende Überlegung hat mich zu einer Berechnungsmethode geführt, die sich auch für komplizierte Formen und Zusammensetzungen von Flächenantennen anwenden läßt und deren Resultate sich seit Jahren praktisch bewährt haben.

Die Wirkung der Randfelder macht sich praktisch derart geltend, daß die Fläche der Antenne scheinbar vergrößert wird. Bezeichnet man die Antennenfläche zusätzlich der durch die Randfelder erzeugten scheinbaren Fläche als „wirksame Antennenfläche" F', so erhält man die Antennenkapazität zu:

$$C = 0{,}08\,\frac{F'}{h}\ |cm|$$

F' = wirksame Fläche in Quadratzentimeter, h = wirksame Höhe in Zentimeter.

Die Zurückrechnung ausgeführter Antennen verschiedener Formen und Größen ergab, daß innerhalb der praktischen Dimensionen und Drahtdichten von Flächenantennen die Breite der Vergrößerung allseitig 0,85 bis 0,9 mal der wirksamen Höhe der Kapazitätsfläche ist.

Dieser Wert für die Breite der Randflächen liefert richtige Resultate, sofern der Radius eines der Antennenfläche flächengleichen Kreises gleich oder größer als die wirksame Höhe ist.

Demnach wird also die scheinbare Fläche z. B. für eine gleichseitige Dreiecksantenne mit der Seitenlänge a

$$F' = \frac{a^2}{4}\sqrt{3} + 3a\cdot 0{,}9\,h + (0{,}9\,h)^2\,\pi$$

eine Rechtecksantenne mit den Seiten a und b

$$F' = a\cdot b + (2a + 2b)\cdot 0{,}85\,h + (0{,}85\,h)^2\,\pi$$

usw.

Für die Berechnung der scheinbaren Fläche ist natürlich zu beachten, daß nur die wirklich von der Antenne bedeckte Fläche allseitig vergrößert wird. Es ist der zu erwartende Durchzug der Rand- bzw. Endseile und der Abstand von den Masten zu berücksichtigen.

Unter der für die Kapazität von Antennen in Betracht kommenden wirksamen Höhe ist die effektive elektrostatische Höhe zu verstehen.

Die Tabellen 3 bis 5 zeigen die Kapazität in Abhängigkeit der wirksamen Höhe und Mastzahl bei einem Mastabstand von 500 m nach dieser Methode berechnet (der Flächenverlust durch den Abstand der Antennendrähte von den Masten und den Durchzug der Rand- bzw. Endseile ist berücksichtigt).

Tabelle 3.

Antennenkapazität in Abhängigkeit von der wirksamen Höhe und Mastzahl.

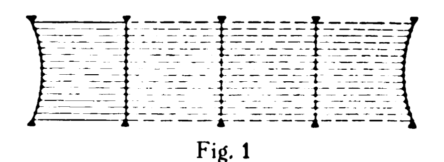


Fig. 1

Grundform: Quadrat, 16 Drähte.

h in m	Anzahl der Maste			
	4	6	8	10
40	$5{,}47 \cdot 10^4$ cm	$10{,}6 \cdot 10^4$ cm	$16{,}0 \cdot 10^4$ cm	$21{,}3 \cdot 10^4$ cm
60	4,14	7,8	11,65	17,0
80	3,5	6,4	9,5	12,45
120	2,9	5,07	7,36	9,58
160	2,55	4,45	6,34	8,17
200	2,5	4,1	5,76	7,36
250	2,44	3,86	5,33	6,75
300	2,42	3,73	5,1	6,4

Tabelle 4.
Antennenkapazität in Abhängigkeit der wirksamen Höhe und Mastzahl.

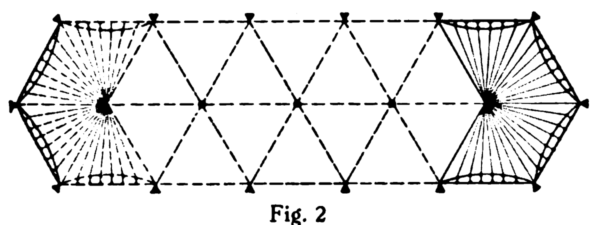


Fig. 2

Grundform: gleichseitiges Dreieck; jedes Dreieck enthält 6 Fülldrähte. Sämtliche Seiten der jeweiligen Gesamtfläche erhalten je einen Randdraht.

h in m	Anzahl der Maste									
	3	4	5	6	7	10	12	13	15	16
	$\cdot 10^4$ cm	$\cdot 10^4$ cm	$\cdot 10^4$ cm	$\cdot 10^4$ cm	$\cdot 10^4$ cm	$\cdot 10^4$ cm	$\cdot 10^4$ cm	$\cdot 10^4$ cm	$\cdot 10^4$ cm	$\cdot 10^4$ cm
40	2,5	5,3	7,3	10,0	14,3	20,4	23,0	26,9	29,2	33,5
80	1,8	3,5	4,85	6,2	8,26	12,4	14,8	16,8	19,0	21,0
120	1,5	2,8	3,75	4,75	6,2	9,2	11,3	12,5	14,5	15,85
160	1,4	2,5	3,3	4,1	5,1	7,7	9,5	10,6	12,2	13,2
200	1,35	2,33	3,1	3,83	4,8	7,1	8,6	9,54	11,0	11,93
250	1,3	2,25	2,9	3,54	4,39	6,4	7,7	8,25	9,7	10,55
300	1,25	2,05	2,68	3,3	4,05	5,95	6,96	7,7	8,78	9,55

Tabelle 5.
Antennenkapazität in Abhängigkeit der wirksamen Höhe und Mastzahl.

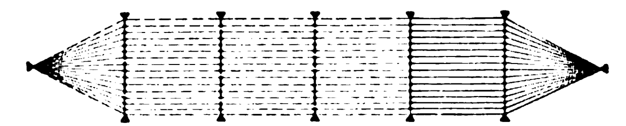


Fig. 3

Grundform: gleichseitiges Dreieck und Quadrat; 16 Drähte.

h in m	Anzahl der Maste					
	5	6	7	8	9	10
	$\cdot 10^4$ cm	$\cdot 10^4$ cm	$\cdot 10^4$ cm	$\cdot 10^4$ cm	$\cdot 10^4$ cm	$\cdot 10^4$ cm
40	8,05	10,55	13,3	15,8	18,55	21,2
80	5,01	6,5	8,0	9,5	11,0	12,4
120	4,0	5,1	6,25	7,35	8,5	9,6
160	3,5	4,4	5,3	6,3	7,2	8,1
200	3,25	4,05	4,9	5,7	6,5	7,35
250	3,1	3,85	4,55	5,3	6,0	6,7
300	3,0	3,65	4,3	5,0	5,65	6,25

d) Erhöhung der Kapazität durch eiserne Masten.

In den Berechnungen ist der Einfluß von eisernen Masten auf die Kapazität der Antennen nicht berücksichtigt worden [5]. Die Kapazitätserhöhung durch eiserne Masten kann bei größerer Mastzahl Werte annehmen, die nicht mehr zu vernachlässigen sind. Für abgespannte Eisengittermaste kann man bei einem Abstand etwa gleich der doppelten Höhe der Masten mit 0,5% pro Mast rechnen, wenn Mast und Abspannungen gegen Erde isoliert, mit 1,5—2% pro Mast, wenn sie geerdet sind.

e) Wahl der Drahtzahl.

Es ist für die Wahl der Antennenkapazität wichtig, festzustellen, bis zu welcher Anzahl von Antennendrähten zweckmäßig gegangen werden soll. Erstens ist hier die Belastbarkeit der Masten (Spitzenzug) zu berücksichtigen und damit die Tatsache, daß durch das mit der Drahtzahl wachsende Antennengewicht, der Durchhang der Antenne vergrößert werden muß, um einen gegebenen Spitzenzug nicht zu überschreiten. Wir gewinnen also an Kapazität durch Erhöhung der Drahtzahl über ein gewisses Maß nur auf Kosten der für die Strahlung der Antenne wirksamen effektiven elektrodynamischen Höhen, d. h. wir verschlechtern den Nutzeffekt.

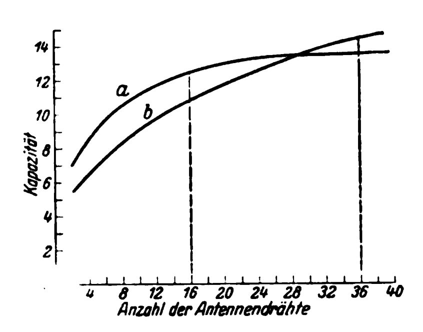


Fig. 4

Zweitens wird es aus wirtschaftlichen Gründen unzweckmäßig sein, über eine gewisse Zahl von Antennendrähten hinauszugehen, da die Kapazität mit wachsender Drahtdichte immer langsamer zunimmt, um sich schließlich dem Wert der

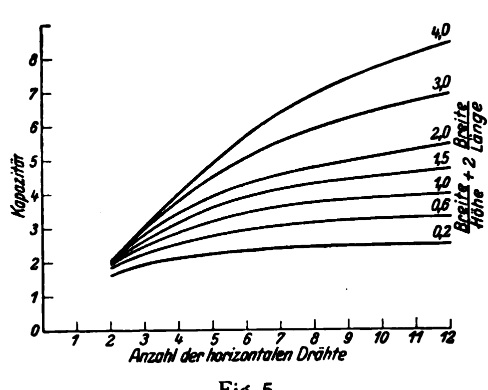


Fig. 5

Fläche asymptotisch zu nähern. Als praktische Regel kann man sich merken, daß für alle Antennen, deren Länge nicht sehr groß ist gegen ihre Breite, die wirtschaftliche Grenze für die Drahtzahl erreicht ist, wenn sich der Abstand der Horizontaldrähte zur Antennenhöhe verhält wie 1 : 8 bis 1 : 10.

[5]) Howe, G. W. O., Berechnung der Kapazität radioelektrischer Luftleiter unter Berücksichtigung des Einflusses der Masten und Gebäude. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 13, S. 239, 1918; nach Electrician 77, S. 761 u. 880, 1916.



Das gleiche gilt für Schirmantennen, wenn als Höhe diejenige bis zum Schirmrand zusätzlich dem dritten Teil der Schirmhöhe und als Drahtabstand derjenige in dieser Höhe eingesetzt wird.

In Fig. 4 sind gemessene Werte der Kapazität in Abhängigkeit von der Anzahl der Antennendrähte für eine Horizontalantenne (a) und für eine Schirmantenne (b) aufgetragen. Die wirtschaftliche Drahtzahl liegt

$$\text{für } a \text{ bei} \quad 16 \left(\frac{d}{h} \sim \frac{1}{10}\right)$$

$$\text{für } b \text{ bei} \quad 36 \left(\frac{d}{h} \sim \frac{1}{8{,}5}\right).$$

In Fig. 5 ist für die Horizontalantenne verschiedener Form und Höhe

$$\left(\frac{b}{h} + 2\,\frac{b}{l}\right)$$

die Kapazitätszunahme (des horizontalen Teiles ohne Zuleitung) in Abhängigkeit der Drahtzahl festgelegt.

(Eingegangen am 13. 11. 1925.)

Über die Konstruktion von Arbeitskennlinien bei Verstärkern mit Widerstandskopplung.

Von **Manfred von Ardenne.**

Im Anschluß an die Arbeit „Über Widerstandsverstärker“ [1]) sollen in den folgenden Zeilen Angaben zur Konstruktion von Arbeitskennlinien aus einer Kennlinie bei konstanter Anodenspannung gemacht werden.

In den Spannungsverstärkerstufen eines Widerstandsverstärkers beträgt bekanntlich die an der Röhre wirksame Anodengleichspannung

$$E_{a\,(w)} = E_a - J_a \cdot R_a$$

wenn unter E_a die Anodenbatteriespannung, unter J_a der Anodenstrom und unter R_a der äußere Widerstand verstanden ist. — Die Arbeitskennlinie durchläuft ein Feld statischer Kennlinien für verschiedene Anodenspannungen.

Der untere Knick der Arbeitskurve fällt mit dem Einsatzpunkt der statischen Kennlinie der Anodenbatteriespannung zusammen.

Es soll der genaue Verlauf dieser Kennlinie der Anodenbatteriespannung durch Messung oder Rechnung bekannt sein, dann läßt sich mit Ausnahme des oberen Knickes der genaue Verlauf einer Arbeitskennlinie für einen beliebigen äußeren Widerstand konstruieren bezw. berechnen.

Die Punkte der Arbeitscharakteristik liegen auf statischen Kennlinien, die durch Parallelverschiebung um die Spannung

$$E_g = J_a \cdot R_a \cdot D$$

aus der E_a-Kennlinie hervorgehen.

Die Konstruktion einer Arbeitskennlinie aus der E_a-Kennlinie ist in Fig. 1 an einem Beispiel durchgeführt.

Der Verlauf der Arbeitskennlinie und insbesondere ihre Steilheit S_r bei gegebenem äußeren Widerstand läßt sich für die verschiedenen Gitterspannungswerte genau ablesen.

Da die Gleichung

$$V = \frac{dJ_a \cdot R_a}{dE_g} = S_r \cdot R_a$$

besteht, so ist mit der Arbeitssteilheit für einen gegebenen äußeren Widerstand auch die Spannungsverstärkung V bekannt.

Bei einer Konstruktion der Arbeitskennlinie, wie beschrieben, würde der obere Knick erst bei dem Stromwert

$$J_a = \frac{E_a}{R_a}$$

auf der Kennlinie liegen, die durch Parallelverschiebung um $D \cdot E_a$ aus der E_a-Kennlinie hervorgeht.

Tatsächlich erfolgt der obere Knick jedoch bei geringeren Stromwerten. Es wird der maximale Anodenstrom [2]) nicht den Wert

$$J_a = \frac{E_a}{R_a}$$

erreichen, denn bei der diesem Wert entsprechenden Anodenspannung Null würde auch kein Anodenstrom fließen. — Vielmehr wird sich ein maximaler Anodenstrom von

$$J_{a\,(\max)} = \frac{E_a}{R_a + R_r}$$

einstellen. Hierbei bedeutet R_r den konstanten Ohmschen Restwiderstand, den die Röhre im oberen horizontalen Teile der Arbeitskurve besitzt. Dieser Ohmsche Widerstand der Röhre entspricht einem Gleichgewichtszustand zwischen der geringsten wirksamen Anodenspannung und dem maximalen Anodenstrom. — Bei den üblichen Eingitterröhren schwankt der Restwiderstand zwischen etwa 10 000 und 100 000 Ohm. Nur bei Stromwerten unter $5 \cdot 10^{-5}$ Ampere und Röhren mit kleinem Durchgriff konnte ein Restwiderstand von bis zu 300 000 Ohm gemessen werden. In dem Konstruktionsbeispiel Fig. 1 [3]) ist ein Ohmscher Widerstand der Röhre von 50 000 Ohm angenommen worden. Der obere Knick liegt bei dem Stromwert

$$J_{a\,\max} = \frac{E_a}{R_a + R_r}$$

auf der Kennlinie der geringsten Anodenspannung. Da

$$E_{a\,(w)\,\min} = J_{a\,\max} \cdot R_r$$

ist, geht die Kennlinie der geringsten Anodenspannung durch Parallelverschiebung um

$$D \cdot E_a \left(1 - \frac{R_r}{R_a + R_r}\right)$$

aus der E_a-Kennlinie hervor.

Aus diesen Gleichungen ist unmittelbar klar, daß der obere Knick um so näher an den Grenzwert $\frac{E_a}{R_a}$ heranrückt,

[1]) M. v. Ardenne und H. Heinert, „Über Widerstandsverstärker“. Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Teleph., 26, 52, 1925.

[2]) Wenn man das Vorhandensein von Anlaufströmen vernachlässigt.

[3]) Die Zeichnung veranschaulicht ferner, daß die Arbeitskennlinie um so mehr in Gebieten negativer Gitterspannungen verläuft, je größer der äußere Widerstand ist.



je kleiner der Ohmsche Röhrenwiderstand neben dem äußeren Widerstand wird.

Die durch den Restwiderstand bewirkte Verkürzung der Arbeitskennlinie ist bei Eingitterröhren für die Verstärkung

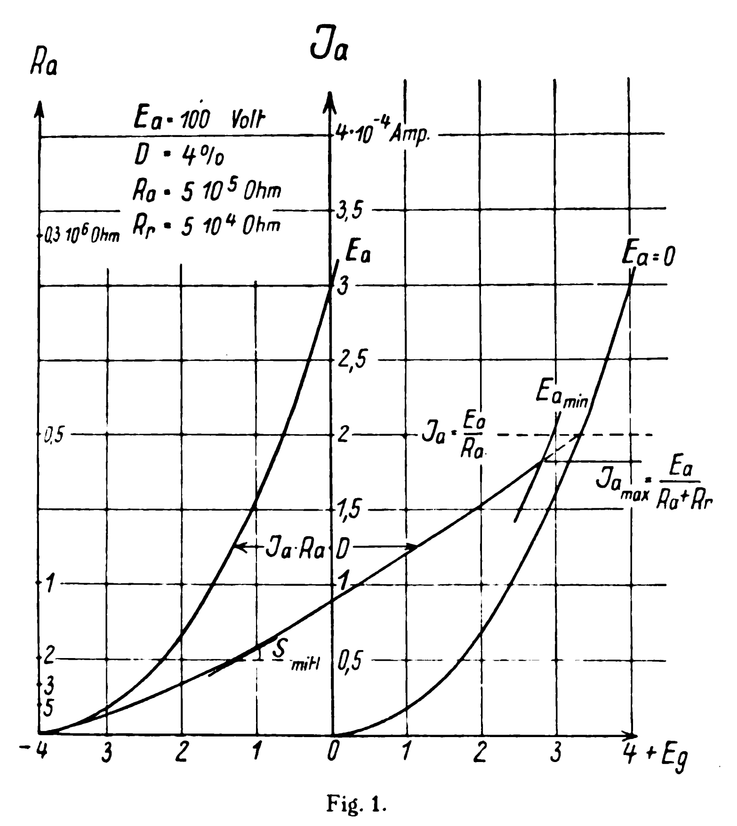


Fig. 1.

praktisch meist belanglos, weil dieser Teil in der Regel in Bereichen positiver Gitterspannungen liegt.

Die Steilheit S_a, die auf der statischen Kennlinie bei dem Werte des jeweiligen Anodenstromes besteht, bestimmt den wirksamen inneren Widerstand[4]) $R_{i_{(a)}}$ einer Röhre, der bei Berechnungen nach der bekannten Barkhausenschen Formel eingesetzt werden muß. Es ist

$$R_{i\,(a)} = \frac{1}{S_a \cdot D}\ ^{5)}.$$

Hier wird ein praktisch meist hinreichend genauer Wert erhalten, wenn einfach die Steilheit beim Stromwert

$$J_a = \frac{E_a}{2\,R_a}$$

auf der statischen Kennlinie festgestellt und eingesetzt wird.

Die Angaben zur Konstruktion von Arbeitskennlinien haben selbstverständlich zur Voraussetzung, daß der äußere Widerstand ein rein Ohmscher Widerstand ist.

Die Kalkulationen auf Grund dieser Arbeitskennlinien werden um so richtiger für eine gegebene Frequenz sein, je größer

$$\frac{R_a}{R_{i_{(a)}}}$$

ist, und je weniger der komplexe äußere Widerstand

$$|\,R_a\,| = \frac{1}{\frac{1}{R_a} + j\,\omega\,C}$$

vom Ohmschen äußeren Widerstand abweicht.

[4]) Es ist hier zum Unterschied mit dem inneren Widerstand, der im nahezu linearen Teile der Röhrenkennlinie besteht, der hier bestehende größere Wert mit $Ri_{(a)}$ bezeichnet worden, wodurch nur die Inkonstanz besonders hervorgehoben werden soll. Die Definitionen sind natürlich die gleichen geblieben.

[5]) Ferner ergibt sich aus der Gleichung

$$V = S_r \cdot R_a = \frac{1}{D} \cdot \frac{R_a}{R_a + R_{i\,(a)}}$$

folgende Beziehung

$$R_{i\,(a)} = \frac{1}{S_r \cdot D} - R_a.$$

Die Abhängigkeit des inneren Widerstandes vom Anodenstrom ist sehr wichtig, sowohl für die Festlegung eines Optimums bei der Hoch- wie auch bei der Niederfrequenzverstärkung. — Siehe auch „Der Bau von Widerstandsverstärkern, Theorie und Praxis" von M. v. Ardenne, Verlag R. C. Schmidt, Berlin.

Schnelltelegraphie mit Steuerdrossel.

Von **W. Fischer** und **L. Pungs.**

(Mitteilung aus dem Laboratorium der C. Lorenz A.-G.)

Zur Steuerung großer Hochfrequenzenergien bedient man sich heute vielfach der gleichstrom-magnetisierten Steuerdrosseln[1]). Eine Drossel mit Eisenkern stellt für einen Hochfrequenzkreis sowohl einen induktiven als vor allem, infolge der starken Hysteresis- und Wirbelstrom-Verluste, einen hohen ohmschen Widerstand dar. Wird das Eisen der Drossel durch eine Hilfswicklung mit Gleichstrom stark vormagnetisiert, so daß die Induktion weit über dem Knie der Magnetisierungskurve des Eisens liegt, so tritt bei Überlagerung einer Hochfrequenzmagnetisierung, deren Amplitude beträchtlich kleiner bleibt als die Gleichstrommagnetisierung, keine wesentliche Flußschwankung auf. Infolgedessen ist der induktive Widerstand der Drossel kaum größer, als der Drossel ohne Eisenkern entsprechen würde, d. h. das Eisen ist durch die Vormagnetisierung magnetisch unwirksam gemacht. Gleichzeitig damit gehen aber auch die Hysteresis- und Wirbelstrom-Verluste des Eisens auf einen kleinen Bruchteil der Werte des ungesättigten Eisens zurück, so daß die Drossel in vormagnetisiertem Zustand keinen nennenswerten Verlustwiderstand für den Hochfrequenzkreis mehr darstellt. Diese Tatsache wird zum Steuern des Hochfrequenzstromes in der Weise verwendet, daß die Drossel mit einer von der Hochfrequenzwicklung getrennten Steuerwicklung versehen wird; der Gleichstrom dieser Steuerwicklung wird im Takt der Telegraphiezeichen getastet; der damit veränderte Drosselwiderstand für Hochfrequenz steuert somit den Strom im Hochfrequenzkreis.

Wird die Steuerwicklung mit dem ohmschen Widerstand R von einer Gleichspannung E gespeist, so hat beim Schließen der Taste der Strom i nicht sofort seinen Endwert

$$J = \frac{E}{R}$$

[1]) L. Pungs, E. T. Z. 44, 78, 1923, Heft 4.

sondern steigt, wie bekannt, allmählich auf diesen Wert an nach der Gleichung

$$i = \frac{E}{R}\left(1 - e^{-\frac{R}{L}\cdot t}\right) = J\,(1 - e^{-t/\tau}) \qquad (1)$$

worin L die Selbstinduktion der Wicklung und t die Zeit ist. Je größer die Zeitkonstante

$$\tau = \frac{L}{R}$$

ist, desto mehr Zeit vergeht, bis der Endwert merklich erreicht ist.

Das Stromverhältnis i/J als Funktion von t/τ ist in Fig. 1 dargestellt. Nach der Zeit $t = \tau$ hat der Strom erst 63% des Endwertes, nach der Zeit $t = 3\,\tau$ 95% erreicht. Dieser Vorgang verzerrt natürlich beim Einschalten die Zeichenform.

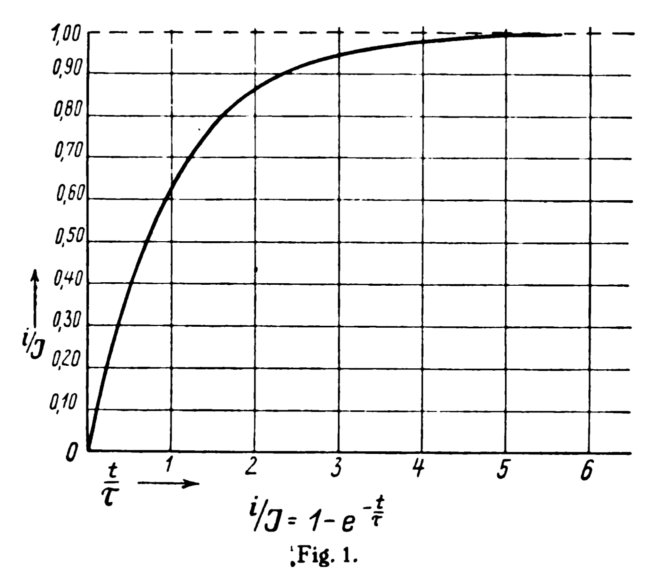


Fig. 1.

Beim Ausschalten der Selbstinduktion entsteht eine hohe Überspannung an der Unterbrechungsstelle, welche im Augenblick der Unterbrechung die Trennstelle durch einen Lichtbogen überbrückt. Der Kontaktwiderstand geht also nicht sprunghaft vom Werte Null auf den Wert ∞ über. Der Lichtbogen stellt einen endlichen Widerstand dar, der abhängig ist vom Strom und von der Bogenlänge, und mit letzterer von der Öffnungsgeschwindigkeit der Kontakte [2]). Der Strom geht auch nicht sprunghaft von seinem Höchstwert auf den Wert Null herunter, sondern ebenfalls nach einer Zeitfunktion, welche das Ende des Zeichens verzerrt.

Die Funkenbildung am Kontakt begrenzt die Höhe des Taststromes. Zur Unterdrückung der Lichtbogenbildung kann man bekanntlich einen Löschzweig parallel zum Unterbrecher legen, der z. B. aus Widerstand r und Kapazität C besteht. Vom Augenblick der Unterbrechung an gilt dann, sofern sich kein Lichtbogen am Kontakt bildet, für den Ausgleichstrom i die Spannungsgleichung

$$i\,(R + r) + L\,\frac{di}{dt} + \frac{1}{C}\int i\,dt = 0,$$

welche durch den Ansatz

$$i = J\,e^{-t/\tau}$$

befriedigt wird, worin

$$\frac{1}{\tau} = \frac{R + r}{2\,L}\cdot\left(1 + \sqrt{1 - \frac{4\,L}{C\,(R+r)^2}}\right)$$

Man wird natürlich das System so stark dämpfen, daß keine Eigenschwingungen mehr auftreten können, d. h. daß

$$\frac{4\,L}{C\,(R + r)^2} = k \leq 1$$

ist. Ist das System gerade noch aperiodisch gedämpft, d. h. gerade $k = 1$, so ist

$$\tau = \frac{2\,L}{R + r}.$$

Ist $k \ll 1$, so geht τ über in

$$\tau = \frac{L}{R + r}.$$

Die Parallelschaltung des Löschzweiges ändert also nichts an der Tatsache, daß nach der Unterbrechung der Strom in der Steuerwicklung nicht sofort Null ist, sondern nach einer bestimmten Zeitfunktion abnimmt.

Da auch bei Verwendung von Löschschaltungen die Höhe des Kontaktstromes begrenzt ist und in den praktischen Fällen kaum über die Größenordnung von 1 Ampere gesteigert werden kann, für die Magnetisierung der Tastdrossel aber 100 bis 200 Amperewindungen je Zentimeter Eisenweg nötig sind, kommt man auf hohe Windungszahlen und damit auf große Selbstinduktionen der Steuerwicklung. Dadurch erhält man aber große Zeitkonstanten für Ein- und Ausschaltperiode.

Durch diese Tatsache erscheint es unzweckmäßig, eine solche Steuerdrossel in direkter Schaltung für Schnelltelegraphie zu verwenden. Eine mittlere Telegraphiergeschwindigkeit von 600 Buchstaben in der Minute wird bald nicht mehr genügen; man erstrebt jetzt bereits 800 bis 900 Buchstaben. Bei 600 Buchstaben gibt der Siemens-Schnelltelegraph z. B. mit 5 Stromschritten für einen Buchstaben 3000 Stromschritte in der Minute oder 50 Schritte in der Sekunde. Die Kontaktdauer T ist also nicht größer als höchstens $1/_{50}$ sec. Die Zeichenform soll natürlich möglichst rechteckig sein, um ein genaues Arbeiten des Empfangsapparates zu ermöglichen. Die Zeit, bis der Strom beim Einschalten merklich seinen Höchstwert angenommen hat, muß also klein sein gegenüber der Zeichendauer. Der Schließungsstrom hat bis auf ungefähr 5% seinen Höchstwert erreicht nach 3 τ sec. (vgl. Fig. 1). Fordern wir, daß diese Einschaltzeit kleiner ist als 10% der Zeichendauer, so heißt dies, daß $\tau < \frac{1}{30}\,T$ oder $\tau < \frac{1}{1500}$ sec. sein muß.

Wie sehr eine gegen T große Zeitkonstante die Rechteckform verzerrt, ist in Fig. 3—5 an Oszillogrammen aus

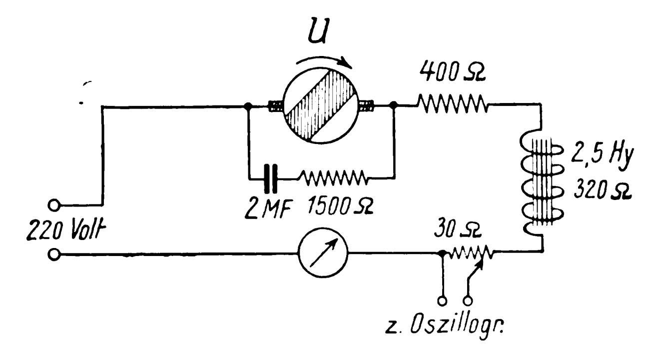


Fig. 2a.

einem Laboratoriumsversuch gezeigt. Die Schaltung ist in Fig. 2a dargestellt. (Die Hochfrequenzentwicklung der

[2]) Die verwickelten Ausschaltvorgänge sind eingehend behandelt bei R. Rüdenberg, Elektrische Schaltvorgänge, Verlag J. Springer, Berlin 1923.

Drossel und der Hochfrequenzstromkreis sind der Übersichtlichkeit halber weggelassen.) Die Steuerwicklung der Drossel wird an die Netzspannung 220 Volt angelegt. Der Strom wird von einem rotierenden Kontaktgeber U, dessen Umdrehungszahl beliebig gändert werden kann, in regelmäßigen Zeiten geschlossen und geöffnet. Der induktive

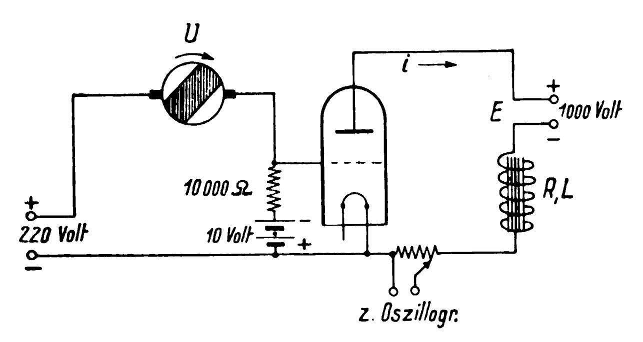


Fig. 2b.

Widerstand der Steuerwicklung ist von der Sättigung des Eisens abhängig. Für die prinzipielle Betrachtung der Vorgänge kann hier für die Versuchsdrossel, welche für die Steuerung von 10 kW bei einer Wellenlänge von 3000 bis 4000 m ausreicht, ein Mittelwert von ungefähr 2,5 Henry angenommen werden. Der ohmsche Widerstand der Steuerwicklung ist 320 Ohm; in dem Kreis liegt außerdem noch ein Dämpfungswiderstand von 400 Ohm und ein kleiner Widerstand von 30 Ohm als Spannungsteiler für die Oszillographenschleife. Die Zeitkonstante ist damit beim Einschalten

$$\tau = \frac{L}{R} = \frac{2,5}{750} = \frac{1}{300} \text{ sec.}$$

also nach der vorhergehenden Überlegung fünfmal zu groß.

Der starken Funkenbildung wegen ist parallel zum Unterbrecher ein Löschkreis mit einer Kapazität von 2 MF und 1500 Ohm gelegt. Die Dämpfung des bei Unterbrechung entstehenden Kreises ist also gerade aperiodisch, die Zeitkonstante beim Ausschalten

$$\tau' = \frac{2L}{R+r} = \frac{1}{450} \text{ sec.}$$

Für die Ausschaltperiode ließe sich dieser Wert durch Vergrößerung von r noch weiter herunterdrücken.

Die Oszillogramme zeigen die Stromkurve. In Fig. 3 ist die Kontaktdauer ungefähr $^1/_{50}$ sec., in Fig. 4 etwa $^1/_{100}$ sec. und in Fig. 5 etwa $^1/_{160}$ sec. Dies entspricht einer Telegraphiergeschwindigkeit von 600 bzw. 1200 und 1920 Buchstaben in der Minute (mit je 5 Zeichen) [3]). Eine Telegraphiergeschwindigkeit von über 600 Buchstaben in der Minute würde in einem Schreibempfänger ganz verwischte und kaum leserliche Zeichen geben. Fig. 4 und 5 zeigen deutlich, daß der Maximalstrom überhaupt nicht erreicht wird, ehe der Kontakt wieder unterbricht, daß die geforderte Rechteckform des Zeichens mehr und mehr in eine Dreieckform übergeht. Da nach der Charakteristik der Steuerdrossel[4]) der Hochfrequenzstrom ungefähr proportional dem Steuerstrom ist, so hat diese starke Abflachung des Stromverlaufes außer der Verzerrung der Zeichen beim Schreibempfang noch den weiteren Nachteil, daß das Zeitintegral des Hochfrequenzstromes und damit die während der Kontaktdauer geleistete Strahlungsarbeit dem Idealfall rechteckiger Kurvenform gegenüber stark vermindert wird, wodurch die Reichweite des Senders sinkt.

Bei der Aufnahme von Fig. 4 ist der Löschzweig am Kontaktgeber weggelassen. Das Abklingen des Stromes beim Ausschalten hat nicht mehr den exponentiellen Charakter. Die Zeichen sind dadurch in der Ausschaltperiode schärfer. Praktisch ist dies jedoch wegen des starken Kontaktfunkens nicht auszuführen.

Ein Mittel zur Verbesserung der Zeichenform ist nur die Verkleinerung der Zeitkonstante. Will man L verkleinern durch Verringerung der Windungszahl, so muß die Stromstärke über ein zulässiges Maß wachsen, um die nötige Amperewindungszahl aufrecht zu erhalten. Also muß R vergrößert werden. Dies wird in der in Fig. 2b gezeichneten Schaltung [5]) erreicht. (Der Hochfrequenzkreis ist wieder weggelassen.) Hier wird die Gitterspannung einer Röhre getastet, in deren Anodenstromkreis die Steuerwicklung liegt. Bei offener Taste liegt eine kleine negative Vorspannung am Gitter der Röhre, um den Anodenstrom vollkommen abzusperren. Wird jetzt durch die Taste eine höhere positive Spannung an das Gitter gelegt, so fließt ein Anodenstrom, dessen zeitlicher Verlauf bestimmt ist, durch die Widerstände des Anodenkreises, d. h. den inneren Widerstand der Röhre, den ohmschen und den induktiven Widerstand der Steuerwicklung.

Der Vorgang ist an Hand der Röhrencharakteristik zu verfolgen.

Ist E (Fig. 2b) die angelegte Gleichspannung im Anodenkreis der Röhre, R und L wie vorher Widerstand und Selbstinduktion der Drosselwicklung, i der Augenblickswert des Anodenstromes, e_a der Augenblickswert der Anodenspannung und e_g die Gitterspannung, so gilt für den Anodenkreis die Spannungsgleichung.

$$E = i\,R + L\frac{di}{dt} + e_a. \tag{5}$$

Stellen wir die Röhrencharakteristik in idealisierter Form nach Barkhausen als Schar von parallelen Geraden dar mit der Steilheit

$$S = \left(\frac{\Delta i_a}{\Delta e_g}\right)_{e_a} = \text{const}$$

und der seitlichen Verschiebung (Durchgriff)

$$D = \left(\frac{\Delta e_g}{\Delta e_a}\right)_{i_a} = \text{const},$$

wobei der innere Widerstand als

$$R_i = \frac{1}{DS}$$

definiert wird, so fehlt zur eindeutigen Bestimmung der Lage der Geradenschar in dem Koordinatensystem (i_a, e_g) noch die Festlegung eines Ausgangswertes des Geradenparameters e_a. Wir wollen die Anodenspannung derjenigen Geraden, deren Verlängerung durch den Punkt ($e_g = 0$, $i_a = 0$) geht, mit E_0 bezeichnen.

Für eine bestimmte Gitterspannung e_g und eine bestimmte Anodenspannung e_a ist dann der zugehörige Anodenstrom $i = i_a$ eindeutig bestimmt durch die Gleichung

$$i = (e_g - D(E_0 - e_a))\,S \tag{6}$$

Setzen wir hieraus

$$e_a = \frac{i}{DS} - \frac{e_g}{D} + E_0 = i\,R_i + \left(E_0 - \frac{e_g}{D}\right)$$

in (5) ein, so folgt

$$E - E_0 + \frac{e_g}{D} = i\,(R + R_i) + L\frac{di}{dt}. \tag{7}$$

[3]) Der letzte Wert ist mehr des theoretischen Interesses halber aufgenommen worden.

[4]) Vgl. L. Pungs l. c.

[5]) DRP. Nr. 380381 v. 4. 9. 1923.

e_g ist die von der Taste an das Gitter angelegte Spannung, eine Konstante. Die linke Seite der Gleichung (7) enthält also keine von t abhängige Größe, so daß die Gleichung (7) ohne weiteres integriert werden kann. Wir erhalten daraus unter der früheren Voraussetzung, daß für $t = 0$ auch $i = 0$ sein soll,

$$\left.\begin{aligned} i &= \frac{E - E_0 + \frac{e_g}{D}}{R + R_i}\left(1 - e^{-\frac{R + R_i}{L} \cdot t}\right) \\ &= J'\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

Wir erhalten also eine der Gleichung (1) analoge Form. Hier ist jedoch die Zeitkonstante

$$\tau = \frac{L}{R + R_i}.$$

Da der innere Widerstand Ri der Röhre sehr viel größer ist als der Widerstand R der Drosselwicklung, ist jetzt die Zeitkonstante um ein bis zwei Größenordnungen kleiner als vorher und in allen praktischen Fällen ausreichend klein gegenüber der Zeichendauer. In den Oszillogrammen Fig. 6 und 7 ist ein Versuch mit der Schaltung Fig. 2b aufgenommen, bei welchem $R_i = 14000$ Ohm, $D = 0{,}05$, $E - E_0 = 1000$ Volt und $e_g = 210$ Volt war. Der Sättigungsstrom der Steuerwicklung, der noch unterhalb des Sättigungsstromes der Röhre, also auf dem gradlinigen Teil der Röhrencharakteristik lag, ergibt sich nach (8) zu

$$J' = \frac{E - E_0 + \frac{e_g}{D}}{R + R_i} = \frac{210}{0{,}05 \cdot 14350} = 0{,}3 \text{ Amp.},$$

er ist also derselbe wie bei den ersten Aufnahmen mit der Schaltung 2a. (Die Verschiedenheit der Stromamplitude bei Aufnahme 6 und 7 kommt durch eine Verschiebung des Spannungsteilers am Oszillographen.) Die Zeitkonstante hat jetzt den Wert

$$\tau = \frac{2{,}5}{14350} = \frac{1}{5740} \text{ sec.},$$

sie ist also beinahe 20mal kleiner als vorher. Die Schaltzeit, d. h. die Zeit, während welcher der Strom von dem Maximalwert merklich verschieden ist, ist ein so geringer Bruchteil der Zeichendauer, daß die Rechteckform nur unmerklich abgeschrägt ist. Die Aufnahmen Fig. 6 und 7 entsprechen einer Telegraphiergeschwindigkeit von 960 und 1200 Buchstaben in der Minute. Die Oszillogramme zeigen, daß die Steuerung auch bei sehr großen Geschwindigkeiten noch vollkommen exakt verläuft.

In dieser Verkürzung der „Schaltzeit" liegt noch ein weiterer Vorteil. Die Charakteristik der Steuerdrossel, d. h. der Verlauf des Hochfrequenzstromes als Funktion des Steuerstromes, spielt jetzt praktisch keine Rolle mehr und kann beliebige Gestalt haben. Die Modulation des Hochfrequenzstromes wird trotzdem annähernd rechteckig sein, da die Schaltzeit, in welcher allein diese Abhängigkeit des einen Stromes vom anderen in Erscheinung tritt, unmerklich kurz geworden ist. Während der ganzen Zeichendauer fließt nun der volle Hochfrequenzstrom, so daß die Zeichendauer mit der vollen Energie ausgenutzt wird.

Man könnte vermuten, daß dieselbe Wirkung mit der einfacheren Schaltung 2a zu erreichen wäre, wenn schon eine Spannung von 1000 Volt zur Verfügung steht, wie sie doch für die Röhre gebraucht wird. Wir haben dann, um auf denselben Sättigungsstrom von 0,3 Amp. zu kommen, die Möglichkeit, in Schaltung 2a 3000 Ohm Dämpfungswiderstand (statt 400 Ohm) in den Kreis zu schalten. Damit geht die Zeitkonstante auf

$$\tau = \frac{2{,}5}{3350} = \frac{1}{1333} \text{ sec.}$$

herunter; sie käme also dem zugelassenen Höchstwert $1/_{1500}$ sec. schon nahe, ist aber immer noch trotz gleichen Energieaufwands über das vierfache des mit der Röhrenschaltung erreichten Wertes. Ein anderer Grund verbietet jedoch diesen Ausweg. Die von dem Unterbrecher abzuschaltende Spannung und Leistung ist hier zehnmal größer als vorher, so daß die Beseitigung der Lichtbogenbildung jetzt unüberwindliche Schwierigkeiten bereitet. Demgegenüber hat die Methode des Röhrentastens den wesentlichen Vorteil, daß die Taste selbst so gut wie gar keine Leistung zu übermitteln braucht. Da in dem Gitterkreis keine Selbstinduktion liegt, tritt keine Überspannung auf, der Kontakt arbeitet vollkommen funkenfrei und kann in seinen Dimensionen beliebig klein gehalten werden.

Was die praktischen Ergebnisse der Anordnung betrifft, so sei erwähnt, daß durch sie zum Beispiel das Problem der Schnelltelegraphie beim Poulsensender ohne Anwendung einer Verstimmungswelle, d. h. Tasten bis auf Nullwert des Antennenstromes, gelöst wurde, wobei mit Siemens-Schnelltelegraphen eine Geschwindigkeit von 800 Buchstaben erreicht wurde. Auch bei Maschinensendern wird die Anordnung mit gutem Erfolg verwendet.

(Eingegangen am 22. 1. 26.)

Referate.

E. W. B. Gill und **J. H. Morrell.** Über kurze elektrische Wellen bei Verwendung von Sekundäremission. (Short electric waves obtained by the use of secondary emission.) Phil. Mag. (6) **49**, 369 bis 379, 1925.

Im Anschluß an frühere Untersuchungen über die Entstehung kurzer elektrischer Wellen nach der von H. Barkhausen und K. Kurz angegebenen Methode werden jetzt Versuche mitgeteilt, bei denen das Gitter zwar immer noch die höchste positive Spannung besitzt, die Anode jedoch nicht mehr auf dem gleichen Potential wie die Kathode, sondern auch auf ziemlich hohem positiven Potential gehalten wird. In diesem Falle erreichen alle durch das Gitter fliegenden Elektronen die Anode, ob Schwingungen auftreten oder nicht, und die sekundäre Emission von Elektronen an der Anode gewinnt Beachtung.

Die Sekundäremission macht sich in einer Drei-Elektroden-Röhre hauptsächlich folgendermaßen bemerkbar:

Das Gitter wird auf einer verhältnismäßig hohen positiven Spannung V_g gehalten gegenüber der Kathode. Der Verlauf des zur Anode fließenden Stromes J_a ist für die verschiedensten Anodenspannungen V_a in Fig. 1 angegeben. Die Elektronen fliegen von der Glühkathode unter der beschleunigenden Spannung V_g zum Gitter, die hindurchtretenden kommen dann in ein Gegenfeld $V_g - V_a$ und fallen mit einer der Anodenspannung V_a entsprechenden Geschwindigkeit auf die Anode. Bei diesem Aufprall werden Sekundärelektronen erzeugt, die an der Anode mit zu vernach-

Fig. 3.
Direkt-Tasten.

Fig. 4.
Direkt-Tasten.

Fig. 5.
Direkt-Tasten.

Fig. 6.
Röhren-Tasten.

Fig. 7.
Röhren-Tasten.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10

Zum Aufsatz: W. Fischer und L. Pungs,
Schnelltelegraphie mit Steuerdrossel.



lässigender Geschwindigkeit austreten und zum Gitter durch $V_g - V_a$ beschleunigt werden. Die in der Fig. 1 gezeigte Stromabnahme mit steigender Anodenspannung ist auf diese Sekundäremission zurückzuführen. Mit steigender Aufprallgeschwindigkeit, die allein von V_a abhängig ist, wächst die Zahl der Sekundärelektronen, und zwar für den geradlinigen Teil der Kurven proportional V_a. Die Raumladungen können hier nicht die Schwingungsentstehung beeinflussen, wie bei dem normalen Fall, wo die Änderung der Raumladung durch das Gitterpotential von wesentlicher Bedeutung ist.

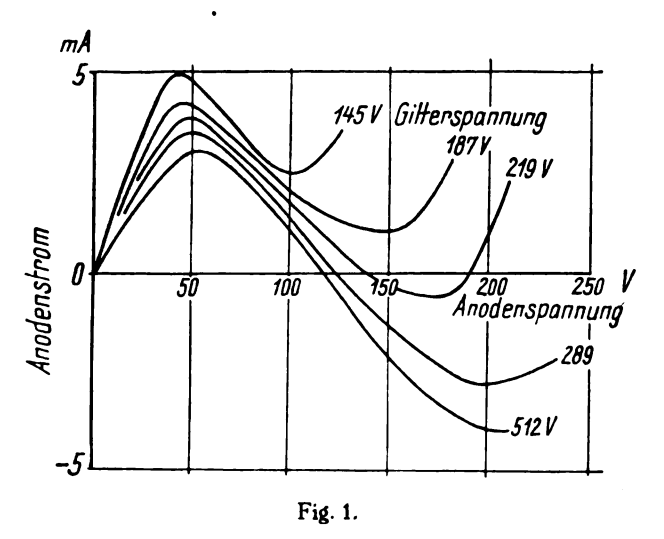


Fig. 1.

Zum Versuche wurden 2 Marconi-Röhren benutzt: Type MT 5, Durchmesser vom Gitter 10 mm, von der Anode 25 mm; Type LS Wolframkathode, Gitter aus einer Molybdän-Spirale von 5 mm Durchmesser, und als Anode ein Nickelzylinder von 10 mm Durchmesser. Die Schaltung zeigt die Fig. 2. An Gitter und Anode sind als Schwingungssystem zwei in ihrer Länge zu verändernde Lechersche Drähte LL

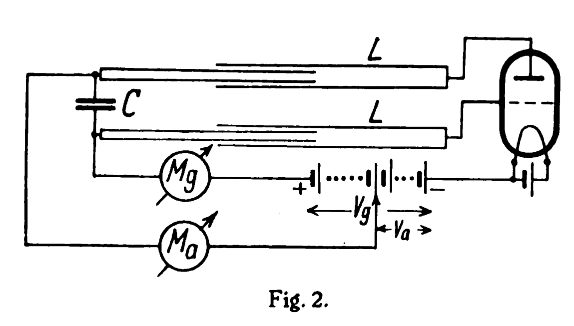


Fig. 2.

angeschlossen. Der Kondensator C von etwa 1000 cm bewirkt, daß bei Schwingungen an diesen Enden der Drähte Spannungsknoten auftreten. Die Milliampèremeter M_a und M_g zeigen den im Anoden- bzw. Gitterkreise fließenden Strom an. Die Wellenlänge und relative Stromstärke der Schwingungen wurde in einem lose angekoppelten Lecherschen Drahtsystem und Thermokreuz gemessen.

Mit der Röhre MT 5 wurden Schwingungen erhalten bei einer Spannung von 312 Volt am Gitter und 127 Volt an der Anode, Kathode = 0. Die Wellenlänge konnte zwischen 176 und 194 cm variiert werden mit einem Maximum bei 188 cm.

Bei der LS-Röhre ergaben sich innerhalb der Versuchsfehler folgende Beobachtungen:

Ist $V_g - V_a$ = Const, dann bleibt die Wellenlänge des Strommaximums von den absoluten Werten von V_g und V_a unabhängig (λ = 101,6; 99,4; 98,6 cm).

Ist V_a = Const und wird $V_g - V_a$ variiert, dann ist $\lambda^2 (V_g - V_a)$ = Const (λ = 94,6 bis λ = 74 cm). Natürlich gilt dies nur für Werte von V_a, wo die Kurven der Fig. 1 eine fallende Charakteristik zeigen.

Diese Beobachtungen führten zu dem Schluß, daß die Elektronen, die die ungedämpften Schwingungen hervorriefen, Sekundärelektronen sind, die von der Anode zum Gitter gehen und deren Flugzeit allein von $V_g - V_a$ abhängt. Zwischen Anode und Gitter ist dann eine Wechselspannung $V_0 \sin pt$ wirksam. Gegenüber dem Glühfaden ist zurzeit t das gesamte Anodenpotential: $V_a + \frac{1}{2} V_0 \sin pt$ und das gesamte Gitterpotential: $V_g + \frac{1}{2} V_0 \sin pt$.

Es werden noch folgende vereinfachende Annahmen gemacht:

1. V_0 ist so klein gegen V_a und V_g, daß die Zeit für die Elektronenbewegung zwischen den Elektroden nur von V_a und V_g, aber nicht von V_0 bestimmt wird.
2. Anode und Gitter werden nicht als Zylinder, sondern als parallele Platten mit dem Abstand d betrachtet.
3. Die Sekundärelektronen haben die Anfangsgeschwindigkeit Null und gehen direkt von der Anode zum Gitter und niemals hindurch.
4. Raumladungen werden vernachlässigt.

Die in der Röhre fließenden Elektronenströme lassen sich dann in drei Arten trennen: 1. der von der Glühkathode zum Gitter; 2. der vom Gitter zur Anode fließende Strom und 3. der der Sekundärelektronen, der von der Anode zum Gitter zurückfließt. Auf die beiden ersten hat die Wechselspannung im Verlauf einer Periode keinen Einfluß, es bleibt nur noch der 3. Strom zu untersuchen.

Die Zeit T, die die Sekundärelektronen zum Übergang von der Anode zum Gitter gebrauchen, ist dann:

$$T = d \sqrt{\frac{2m}{e(V_g - V_a)}}.$$

Verläßt ein Elektron die Anode zur Zeit t_0, so hat es zur Zeit t die Geschwindigkeit:

$$\frac{dx}{dt} = f(t - t_0), \text{ wo } f = \frac{e}{m} \frac{V_g - V_a}{d},$$

und x die Normale zur Anodenplatte ist.

Die von der Wechselspannung $V_0 \sin pt$ an dem Elektron auf dem Wege von der Anode zum Gitter geleistete Arbeit ist dann:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{eV_0}{d}\int_{t_0}^{t_0+T} \sin pt\, dx = -f\frac{eV_0}{d}\Big\{\frac{\sin p(t_0+T)}{p^2} \\ -\sin pt_0 - \frac{T\cos p(t_0+T)}{p}\Big\} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Würden die Elektronen in gleichförmigem Strahl die Anode verlassen, t_0 als Variable zwischen 0 und $2\pi/p$ schwankend, dann würde dieser Ausdruck (1) zu Null. Die Sekundäremission ist aber nicht gleichmäßig, denn mit t ändert sich der Aufprall der Primärelektronen entsprechend dem durchlaufenen Potentialgefälle $V_a + \frac{1}{2} V_0 \sin pt$. Die Zahl der ausgelösten Sekundärelektronen in der Zeit zwischen t_0 und $t_0 + dt_0$ ist dann proportional

$$(V_a + \tfrac{1}{2} \sin pt_0)\, dt_0 \quad (2)$$

Die von der Wechselspannung an den Sekundärelektronen in einer Periode geleistete Arbeit ist daher proportional dem Integral zwischen $t_0 = 0$ und $t_0 = 2\frac{\pi}{p}$ über das Produkt der Ausdrücke (1) und (2).

Nimmt man die Dauer einer Schwingung gleich T_0, also

$T_0 = \frac{2\pi}{p}$, dann ist die pro Sekunde von den Elektronen an das Schwingungssystem abgegebene Leistung proportional:

$$T_0^2 \left(\cos 2\pi \frac{T}{T_0} + 2\pi \frac{T}{T_0} \sin 2\pi \frac{T}{T_0} - 1 \right). \qquad (3)$$

Schwingungen treten auf, wenn dieser Ausdruck positiv und die Energie gleich dem Verlust durch Strahlung und Widerstand ist.

Wenn V_g und V_a konstant gehalten werden und damit auch T, das proportional $\frac{1}{\sqrt{V_a - V_g}}$ ist, dann können nur solche Wellenlängen auftreten, für die T_0 den obigen Ausdruck positiv macht. Durch Variieren von T_0 kommt man dann zu folgender Tabelle.

Wert von $\frac{T_0}{T}$	Wert des Ausdrucks (3)	Wert von $\frac{T_0}{T}$ für Energiemaximum	Wert für $\frac{T_0}{T}$ für Energie gleich Null
$\infty - 2{,}7$	positiv und abnehmend	$\frac{T_0}{T} = \infty$	$\frac{T_0}{T} = 2{,}7$
$2{,}7 - 1{,}0$	negativ	—	$\frac{T_0}{T} = 1{,}0$
$1{,}0 - 0{,}66$	positiv	$\frac{T_0}{T} = 0{,}8$	$\frac{T_0}{T} = 0{,}66$

und so weiter positiv und negativ wechselnd.

Ist λ die der Schwingungszeit T entsprechende Wellenlänge, so besagt die Aufstellung, daß alle Wellenlängen größer als 2,7 λ möglich, unterhalb 2,7 λ bis 1 λ nicht möglich, von 1 λ bis 0,66 λ mit einem Strommaximum bei 0,8 λ möglich sind. Diesen Fall haben wir oben bei den Versuchen beobachtet.

Eine Nachprüfung bei der Röhre MT 5 ergab für $V_g - V_a = 180$ Volt folgende Wellenlängen: alle oberhalb 33 m und von 1,94 bis 1,76 m. Leider finden sich keine Angaben darüber, ob auch noch kürzere Wellen realisierbar sind, wie ja nach der Theorie zu erwarten wäre. Die qualitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Versuch ist gut, die zahlenmäßige dagegen nicht. Hierfür sind wohl die bei der Rechnung vorgenommenen Vereinfachungen (Schwingungsstrom $\sim V_0$ und kein Durchgang der Sekundärelektronen durch das Gitter) verantwortlich.

Lübcke.

F. Tank. Sur les oscillations de Barkhausen. Arch. sc. phys. et nat. (5) **6,** 320—321, 1924, September/Oktober.

Die Bedingungen für das Entstehen kurzer Wellen nach der von Barkhausen und Kurz angegebenen Methode werden studiert. Der Mechanismus der Schwingungserregung kann ein Rückwirkungseffekt sein, der durch Raumladungen der durch das Gitter hin- und zurückfließenden Elektronen hervorgerufen wird. Die Dichte der Raumladungen wird mit der gleichen Periode schwanken, die die Elektronen zu ihrem Wege gebrauchen. Damit ergibt sich eine Abhängigkeit der Frequenz von der Röhrenkonstruktion. Ist die Dichte der Raumladungen zu gering, z. B. bei zu niedrigem Heizstrom, dann ist der Rückwirkungseffekt nicht groß genug, und es können keine Schwingungen entstehen, dasselbe geschieht bei zu intensiven äußeren Feldern und fehlender Sättigung des Gitterstromes. Das den zurückfließenden Elektronen entgegenwirkende Feld bestimmt nicht nur die Geschwindigkeit der auftretenden Elektronen, sondern in der Hauptsache die Emissionsstromstärke. Bei sehr hohen Gegenfeldern nimmt der Emissionsstrom und damit auch die Raumladungsdichte ab. Die Rückwirkung erfolgt mit einer Phasenverschiebung von 180°.

Lübcke.

E. Taylor Jones. Mit Röhren erzeugte Schwingungen in gekoppelten Kreisen. (Valve-generated Oscillations in Coupled Circuits.) Phil. Mag. **47,** 625, 1924.

Legt man in den Schwingungskreis im Anodenstromkreise eines Röhrensenders einen Transformator, dessen Sekundärspule verteilte Kapazität und damit eine Eigenschwingung besitzt, dann beobachtet man bei eingeschaltetem Transformator in einem angekoppelten Telephon gewöhnlich nur einen Ton, nicht gleichzeitig zwei, wie nach der Theorie der Koppelschwingungen zu erwarten ist. Einen ähnlichen Effekt hat man früher bei gekoppelten Kreisen des singenden Lichtbogens beobachtet. Bisher ist aber diese Erscheinung noch nicht genügend erklärt. Wird der Transformator kurzgeschlossen und sind Schwingungen vorhanden, dann kann die Tonhöhe im Telephon fallen oder steigen oder unverändert bleiben, wenn der Transformator in den Kreis gelegt wird. Dieses verschiedene Verhalten kann durch geeignete Wahl der Kapazität des Kondensators hervorgerufen werden. Ist der Sekundärkreis des Transformators nicht geschlossen, dann ist die Klemmspannung viel größer als bei normalem Wechselstrom. So kann auch die Röhre mit dem Transformator im Kreise nicht in Schwingungen geraten (z. B. wenn die Kapazität zu groß ist) und dabei wird immer noch eine hohe Spannung in der Sekundärspule induziert, wenn der Transformator eingeschaltet wird. Diese Beobachtungen sind im Original durch eine Reihe schöner Oszillogramme belegt. An Röhren wurden vier parallel gelegte 15-Watt-Röhren benutzt. Die Frequenzen lagen etwa bei 800 Hertz. Die Erklärungen für obengenannte Beobachtungen werden in längeren theoretischen Betrachtungen gegeben. In Einzelheiten muß auf das Original verwiesen werden. Zunächst werden die Werte für die scheinbare Selbstinduktion der Primärspule und ihren scheinbaren Widerstand unter der Annahme abgeleitet, daß auf der Sekundärseite die Kapazität über die Spule verteilt ist und der Stromverlauf nicht quasistationär ist. Da der Wert der scheinbaren Selbstinduktion positiv, negativ oder auch gleich Null sein kann, folgt, daß beim Einschalten des Transformators in den Anodenschwingungskreis die Frequenz sich erhöht oder erniedrigt oder dieselbe bleibt. Aus dem Einfluß der Energiewanderungen in beiden Kreisen ergibt sich dann, daß immer nur eine Koppelschwingung dominierend ist und in Erscheinung tritt. Nur in ganz besonderen Fällen treten beide Schwingungen auf und machen sich durch ihren Differenzton bemerkbar. Da die Sekundärseite des Transformators als Tesla-Spule zu betrachten ist, ist die Klemmenspannung gegenüber normalem Wechselstrombetrieb erhöht. Eine ausführliche Betrachtung der Einschaltvorgänge ergibt auch die beim Einschalten auftretenden Schwingungen auf der Sekundärseite. Bei richtiger Wahl von Dämpfung und Koppelung stimmen die berechneten Kurven mit den oszillographisch aufgenommenen auch quantitativ gut überein.

Lübcke.

R. Whiddington und **F. A. Long.** Über die Anwendung des Ultramikrometers als Mikrowage. (Note on the application of the ultramicrometer to the microbalance.) Phil. Mag. (6) **49,** S. 113—121, 1925.

Die Anzeige der Mikrowage von Pettersson (Proc. Phys. Soc. **32,** 209, 1920) erfolgt durch Spiegel und Licht-

zeiger. Der Wagebalken besteht dabei aus einem an zwei Quarzfäden aufgehängtem Quarzrahmen, an dem die Gewichte wiederum an Quarzfäden befestigt werden. Die ganze Anordnung befindet sich in einem Gefäß mit niedrigem Druck. Für eine Gewichtsänderung um 10^{-6} g wird bei 9 cm Länge des Wagebalkens der Endpunkt desselben sich um 10^{-3} cm bewegen. Da man mit dem Ultramikrometer Abstandsänderungen um $2 \cdot 10^{-7}$ cm nachweisen kann, würden sich also auch Gewichtsänderungen um 10^{-9} g nachweisen lassen. Das Ultramikrometer besteht aus zwei Röhren-Schwingungskreisen, deren Frequenzen einige Millionen betragen und so gegeneinander gewählt sind, daß ihre Schwebungsfrequenz hörbar ist. Bei Änderung der Kapazität eines Kreises ändert sich der Schwebungston. Bei der Wage könnte man an jedem Arm eine Metallplatte anordnen, der eine feste Platte gegenübersteht, so daß bei einer Bewegung des Wagebalkens die Kapazitätswerte in jedem Kreise im entgegengesetzten Sinne geändert würden. Da hierbei die Abschirmung der beiden Kreise gegeneinander Schwierigkeiten macht, wird auf diese Empfindlichkeitssteigerung verzichtet und nur eine Al-Platte an einem Arm befestigt, der in geringem Abstand zwei isolierte Platten fest gegenüberstehen. Bei der Eichung war die Schwebungsfrequenz von einer etwas abweichenden Tonfrequenz überlagert, so daß mit dem Lautsprecher langsame Schwebungen eines musikalischen Tones beobachtet wurden. Die Kapazität des Tonfrequenzkreises war meßbar so veränderlich, daß die Zahl der Tonschwebungen konstant gehalten werden konnte. Man kann auf diese Weise bei einem Gesamtgewicht von 0,2 g Gewichtsänderungen von 10^{-9} g oder noch weniger feststellen. Man kommt so zu einer um etwa 10^{2} größeren Empfindlichkeit wie bei der Ablesung mit Spiegel und Lichtzeiger. Die Handhabung der Apparatur ist jedoch so schwierig, daß die Verfasser sie nicht für normalen Gebrauch geeignet halten. Lübcke.

Roß Gunn. Über die Messung sehr kleiner Kapazitätsänderungen. (Phil. Mag. (6) **48,** Seite 224—226, 1924.)

Es werden zwei Methoden zur Messung sehr kleiner Kapazitätsänderungen angegeben. Man kann die Änderung direkt ablesen und der Gebrauch ist sehr einfach. Man läßt die Schwingungen des Kreises A (Fig. 1) auf die Spule L_2 im Gitterkreise einer zweiten Röhre einwirken, dessen Gittervorspannung so gewählt ist, daß kein Anodenstrom mehr fließt. Verändert sich die Kapazität C_2, dann zeigt der Anodenstrom dieses an. Man erhält so Änderungen des Anodenstromes um 1 μ Amp. bei einer Kapazitätsänderung von 10^{-3} cm.

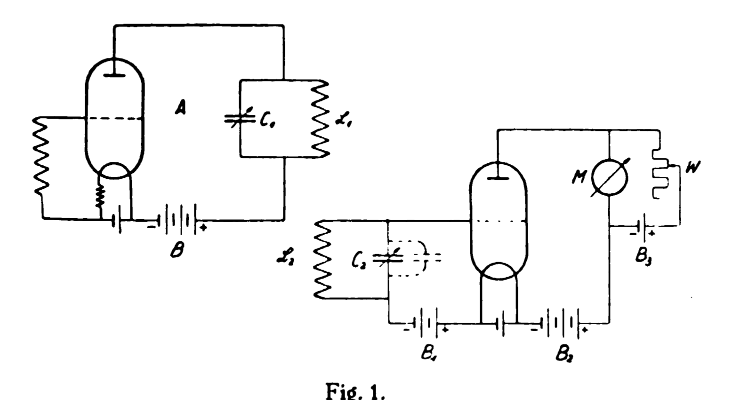


Fig. 1.

Der Röhrensender A liefert etwa 3—4 Watt, Wellenlänge 200 m. L_1 ist mit L_2 lose gekoppelt. C_2 und L_2 bilden einen Kreis mit möglichst geringer Verlustdämpfung. Die Gitterbatterie B_1 ist etwa $^1/_3$ so groß wie die Anodenbatterie B_2. Die Empfindlichkeit ist am größten, wenn man L_2 C_2 gerade außerhalb der Resonanz einstellt und den Anodenstrom zu etwa 100 μ Amp. wählt. Dieser Strom durch das Galvanometer wird durch die Batterie B_3 und den Widerstand W kompensiert.

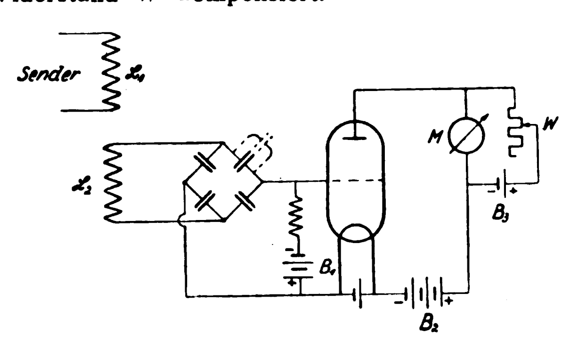


Fig. 2.

Bei der zweiten Methode wird die Kapazität des angekoppelten Kreises in der aus Fig. 2 ersichtlichen Weise (gestrichelter Kondensator) geändert. Stellt man jetzt wieder auf Resonanz mit dem Röhrensender A ein, dann ändert sich das Gitterpotential, wenn ein Brückenkondensator verstimmt wird, und zwar 1. weil das Brückengleichgewicht gestört, und 2. weil die Abstimmung verändert wird. Am empfindlichsten ist die Anordnung, wenn die Brücke nicht ganz ausbalanziert ist. Sie muß dann durch einen Metallkasten abgeschirmt werden, sonst ruft allein das Bewegen einer Person in der Nähe Stromänderungen von einigen μ Amp. hervor. Die Empfindlichkeit läßt sich jetzt, wenn man die verteilte und Streukapazität möglichst klein macht, bis auf 1 μ Amp. Stromänderung bei 10^{-6} cm Kapazitätsänderung treiben. Die Wellenlänge war hierbei 200 m und die Brücke war aus Kondensatoren von 112 cm Kapazität gebildet. Lübcke.

F. R. Elder. Der Magnetron-Verstärker und -Generator. (The magnetron amplifier and power oscillator.) Proc. Inst. Radio Eng. **13,** 159—188, 1925.

In der Arbeit, die aus dem Forschungslaboratorium der General Electric Co. stammt, sind zuerst die Röhren (Magnetron), die für magnetische Steuerung eingerichtet sind, in den verschiedenen Ausführungsformen beschrieben. Gemeinsam ist allen ein Glühfaden in der Achse der Röhre, der von einer coaxialen zylindrischen Anode umgeben ist. Coaxial sind auch die Spulen, die den Elektronenstrom zwischen Glühfaden und Anode steuern.

Die Steuercharakteristik solcher Röhren ist für die verschiedenen Anodenspannungen in Fig. 1 wiedergegeben. Die Ordinaten der Kurven stellen den Strom zwischen dem Glühfaden und der Anode, die Abszissen die Feldstärke des steuernden Magnetfeldes dar. Die Kurven zeigen, daß bis zu einer gewissen Feldstärke der Anodenstrom fast unverändert bleibt, dann aber mit Erhöhung der Feldstärke rasch auf null abfällt. Der steil abfallende, auf eine ziemlich große Strecke nahezu lineare Teil der Charakteristik ist derjenige, der für die praktische Verwendung der Röhren in Betracht kommt.

Um den Arbeitspunkt auf diesen Teil, und zwar am besten auf die untere Hälfte desselben zu legen, wird außer den eigentlichen Steuerspulen eine mit Gleichstrom beschickte Spule verwendet, die also die Rolle der Vorspannung bei den gewöhnlichen Elektronenröhren spielt.

Diese Spule muß so weit sein, daß sie den in der Steuerspule fließenden Wechselstrom nicht stört.

Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit den Eigenschaften der Röhre als Verstärker und den Schaltungen für Einfach- und Mehrfachverstärkung.

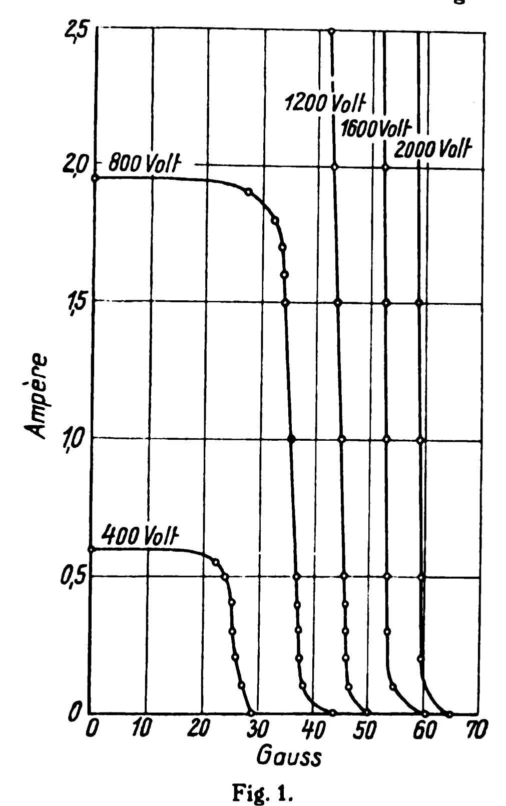


Fig. 1.

Im letzten Teil der Arbeit wird besonders ausführlich die Verwendung der Röhre als Hochfrequenzgenerator diskutiert. Die einfachste Schaltung, die diesem Zweck dient, ist diejenige von Fig. 2, in der eine Heizung des Glühfadens mit 60 periodigem Wechselstrom angenommen

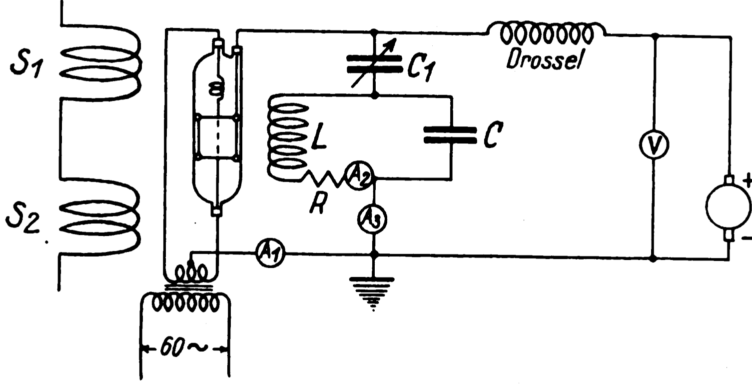


Fig. 2.

ist. Die Spulen S_1 und S_2, die mit Gleichstrom beschickt werden, liefern das konstante Magnetfeld, das den Arbeitspunkt auf eine geeignete Stelle der Charakteristik (siehe oben) rückt. Die Spule L ist gleichzeitig die Induktanz des Schwingungskreises und die Steuerspule. A_1, A_2 und A_3 sind Strommesser, V ein Spannungsmesser, die bei den Versuchen mit dem Generator Verwendung fanden.

Die Wirkungsweise des Generators wird theoretisch untersucht, ein Vektordiagramm, das die Verhältnisse illustriert, aufgestellt und die Ergebnisse mit den zahlreichen Meßresultaten und Oszillogrammen verglichen. Als Wirkungsgrad ergibt die Theorie und der Versuch bei den untersuchten Fällen im Maximum zirka 69 %.

Als Vorteil des Magnetrons hebt der Verfasser die einfache Konstruktion, die Möglichkeit, sie in nahezu jeder verlangten Größe zu bauen, und den Wirkungsgrad, der demjenigen der Elektronenröhre nicht nachsteht, hervor. Er verschweigt aber nicht eine Schwierigkeit, die bei der Herstellung sehr hoher Frequenzen auftritt. Die Steuerspule L (Fig. 2) darf bei sehr hohen Frequenzen nur wenige Windungen haben; sie muß andererseits zur genügenden Aussteuerung der Röhren ein starkes Magnetfeld erzeugen. Die Erfüllung beider Bedingungen erfordert sehr starke Ströme. J. Zenneck.

R. A. Heising. Drahtlose transatlantische Telephonie mit nur einem Seitenband. (Production of single sideband for Transatlantic radio telephony). (Aus dem Forschungslaboratorium der American Telephone und Telegraph Co. und der Western El. Co.). Proc. Inst. Radio Eng. **13,** 291—312, 1925.

Die Methode, sowohl die Trägerwelle als das eine Seitenband zu unterdrücken und nur ein Seitenband auszustrahlen, ist im wesentlichen diejenige von J. R. Carson. Als Vorteile dieser Methode hebt der Verfasser folgende hervor:

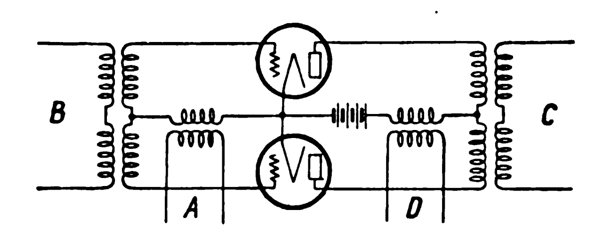
1. Bei der gewöhnlichen Methode (2 Seitenbänder und die Trägerwelle) geht mindestens $^2/_3$ der Energie in die Trägerwelle, bei derjenigen mit nur einem Seitenband überhaupt keine. In den Pausen zwischen den Worten wird überhaupt keine Energie ausgesandt.
2. Das eingedeckte Frequenzgebiet ist nur halb so groß.
3. Wegen des geringeren Frequenzgebietes, auf das die Empfangsapparate reagieren müssen, dürfen sie schärfere Resonanzkurven haben, als bei der gewöhnlichen Methode.

Charakteristisch für die Anwendung der Methode im vorliegenden Fall ist die Verwendung von zwei Trägerwellen und zwei Modulationen. Die Trägerwelle, die durch die direkte Besprechung moduliert wird, hat eine Frequenz von 33 700/sec. Bei Besprechung liegt dann das untere Seitenband etwa zwischen 30 500 und 33 200/sec. Die Trägerwelle und das obere Seitenband werden eliminiert (s. u.) und nur das untere Seitenband beibehalten. Mit diesem unteren Seitenband moduliert man dann die Trägerwelle eines zweiten Röhren-Generators von der Frequenz 89 200. Das untere Seitenband liegt hier ungefähr zwischen den Frequenzen 56 000 und 58 700, das obere zwischen 119 100 und 122 400. Schickt man die entstehenden Schwingungen durch eine Siebkette, welche Frequenzen zwischen 41 000 und 71 000 durchläßt, so wird die Trägerwelle — die aber schon in anderer Weise nahezu weggeschafft ist (s. u.) — und das obere Seitenband unterdrückt.

Man erreicht durch die Benützung von 2 Trägerwellen und doppelte Modulation folgenden Vorteil. Würde man nur mit einer Trägerwelle von einer Frequenz von ca. 60 000/sec. arbeiten und diese direkt besprechen, so würden die beiden Seitenbänder so nahe beieinander liegen, daß man teure und nicht einfach zu bauende Siebketten haben müßte, um sie zu trennen. Bei der benützten Methode ist der Frequenzunterschied zwischen den beiden Seitenbändern so groß, daß schon einfache und billig herzustellende Siebketten zu ihrer Trennung ausreichen. Allerdings muß in diesem Fall das obere Seitenband, das man bei der Besprechung der ersten Trägerwelle von 33 700/sec. bekommt, auch von dem unteren getrennt werden, und zwar geschieht es ebenfalls durch eine Siebkette. Aber dies ist bei einer Trägerwelle von so niedriger Frequenz erheblich leichter, als es bei

einer doppelt so hohen wäre. Ein weiterer Vorteil ist der, daß man trotz Verwendung einer bestimmten Siebkette für die zweite Modulation in der Wahl der zweiten Trägerfrequenz ziemlich freie Hand hat. Nimmt man z. B. an, daß statt einer Trägerfrequenz von 89 200 eine solche von 74 000 gewählt würde, so würde das untere Seitenband in das Gebiet 41 000 bis 44 000/sec., und wenn man eine Trägerfrequenz von 101 000 nähme, in das Gebiet 68 000 bis 71 000 fallen. In beiden Fällen würde die zweite Siebkette ausreichen, um das untere Seitenband durchzulassen, das obere zu unterdrücken.

Für die Unterdrückung der Trägerwellen dient die Kompensationsschaltung der untenstehenden Figur. Nimmt man



an, daß der Anodenstrom der Modulationsröhre nicht linear von der Gitterspannung abhängt, und demnach auch bei sinusförmiger Gitterspannung noch höhere Harmonische enthält, so übersieht man, daß für die verschiedenen Verwendungsmöglichkeiten der Schaltung folgendes Schema

	Einführung		Entnahme	
	des Sprechstroms bei	der Trägerschwingung bei	bei C	bei D
1	A	A	0	$\varphi, \omega, 2\varphi, 2\omega$ $\omega-\varphi, \omega+\varphi$
2	A	B	$\omega, \omega+\varphi, \omega-\varphi$	$\omega, 2\varphi, 2\omega$
3	B	A	$\varphi, \omega+\varphi, \omega-\varphi$	$\omega, 2\varphi, 2\omega$
4	B	B	φ, ω	$2\varphi, 2\omega$ $\omega-\varphi, \omega+\varphi$

gilt. Dabei ist vorausgesetzt, daß die Kreisfrequenz der Trägerschwingung ω ist, und daß der Sprechstrom nur eine Schwingung von der Kreisfrequenz φ enthält. Die ungeraden Harmonischen von ω und φ kommen in der Schaltung der Figur mit diesen Frequenzen, die geraden mit den Frequenzen 2ω bezw. 2φ heraus. Für den vorliegenden Zweck ist am günstigsten die Entnahme bei C in Fall 3. Man erhält hier zwar außer den Seitenbändern $\omega \pm \varphi$ auch noch die Sprachfrequenz φ. Diese verschwindet aber praktisch deshalb, weil der Transformator, der für das Frequenzgebiet der Seitenbänder dimensioniert ist, für die Sprachfrequenz nahezu unwirksam ist.

Zum Empfang der Schwingungen muß im Empfänger eine lokale Schwingung, im vorliegenden Fall von der Frequenz 55 500 überlagert werden, damit der Detektor (Gleichrichter) wieder die Sprachfrequenz liefert. Die Güte der Wiedergabe hängt im hohen Maße von der richtigen Wahl und der Konstanz der Überlagererfrequenz ab; dabei müssen an die Konstanz tatsächlich sehr hohe Anforderungen gestellt werden. Der Verfasser formuliert dieselben, ohne aber Näheres über ihre Erfüllung anzugeben.

Die Arbeit enthält Einzelheiten über die Charakteristiken der Siebketten und die ganze Installation. Wesentlich ist nach den Erfahrungen des Verfassers, daß die ganze Schwachstromapparatur (Röhrensender für die zwei Trägerwellen, zwei kompensierte Modulationsanordnungen nach der Figur und 2 Siebketten) in Kupferkästen eingebaut werden, um sie vor der Einwirkung der Starkstromapparatur, von der im nächsten Referat die Rede sein wird, zu schützen.

Die beigegebenen Kurven zeigen, daß die ganze Anordnung die Frequenzen innerhalb des Sprachgebiets merklich in gleichem Maße wiedergibt, wie es eine verzerrungsfreie Reproduktion der Sprache verlangt. Die Versuche von Rocky Point (Long Island) über den Ozean hinüber haben denn auch bezüglich der Wiedergabe vollkommen befriedigt. J. Zenneck.

A. A. Oswald und **J. C. Schelleng.** Starkstromverstärker für transatlantische Telephonie. (Power amplifiers in trans-atlantic radio telephony.) Proc. Inst. Radio Eng. **13,** 313—361, 1925. (Aus dem Forschungslaboratorium der Am. Tel. and Tel. Co. und der Western El. Co.)

Die Arbeit ist eine Fortsetzung der vorausgehenden von Heising. Sie beschreibt die Starkstromanlage, die für die transatlantische Telephonie nötig war.

Bezüglich der Leistung lagen die Verhältnisse folgendermaßen.

Die in der vorausgehenden Arbeit erwähnten zwei Röhrengeneratoren für die beiden Trägerwellen hatten ungefähr eine Leistung von $^1/_{1000}$ Watt. Der Strom, der die zweite Siebkette passiert, wirkte auf einen Dreifach-Zwischen-Verstärker, der aus drei Stufen von 5, 50 und 750 Watt bestand. Für die transatlantische Telephonie war nötig eine Antennenleistung von ca. 150 kW. Die Aufgabe für die Starkstromanlage war also, die Leistung von ca. 750 Watt auf ca. 150 kW zu verstärken. Bezüglich der nötigen Antennenleistung betonen die Verfasser, daß man bei der Telephonie mit nur einem Seitenband ungefähr mit $^1/_4$ der Leistung auskommt, die ein gewöhnlicher Telephoniesender erfordern würde.

Die allgemeine Anordnung der Verstärkeranlage zeigt die schematische Fig. 1. Danach wirken die vom Zwischenverstärker kommenden Schwingungen auf eine erste Verstärkerstufe von zwei Röhren, die dadurch verstärkten auf eine weitere Stufe von 20 Röhren, die in zwei parallel geschalteten Gruppen von je 10 angeordnet war. Da jede Röhre imstande war, 10 kW Hochfrequenz-Energie zu liefern bei einem Eigenverbrauch von etwa ebensoviel, so war also für Leistung reichlich gesorgt, und man hatte einigermaßen freie Hand in der Erfüllung von Nebenbedingungen in der Anordnung der Verstärkerkreise.

Bezüglich des Betriebs von Verstärkern unterscheiden die Verfasser drei Möglichkeiten:

1. Die Amplitude der Gitterspannung ist so gering, daß man auf dem geradlinigen Teil der Charakteristik der Verstärkerröhre arbeitet.

2. Die Amplitude der Gitterspannung ist so groß, daß man den geradlinigen Teil der Charakteristik überschreitet, aber nicht so groß, daß sie während eines Teils der Periode den Anodenstrom zu Null machte.

3. Die Amplitude der Gitterspannung wird so hoch, daß der Anodenstrom während eines erheblichen Teils der Periode Null wird.

Diese letztere Betriebsart, die tatsächlich zur Verwendung kam, bedeutet eine viel bessere Ausnützung der Energie als die beiden anderen. Der Anodenstrom ist aber in diesem Falle auch dann, wenn die Gitterspannung sinusförmig ist, nicht annähernd sinusförmig; er nimmt vielmehr die Form

von einseitig gerichteten Stromimpulsen an. Man kann dem Anodenkreis trotzdem einen merklich sinusförmigen Strom entnehmen, wenn man die Schwungradschaltung von Fig. 2 benützt und die Spule L mit der Antenne koppelt. Der Kreis C_1 C_2 L ist auf die Schwingungen abgestimmt, der in dem fließenden Strom ist merklich sinusförmig und wird während jeder Periode vom Anodenstrom angestoßen. Die Harmonischen des Anodenstroms nehmen in der Hauptsache ihren Weg durch den Kondensator C_1, der für sie eine viel niedrigere Reaktanz besitzt als der Weg C_2 L.

beiden Gruppen von je 10 Röhren befindet (Fig. 1), haben den Zweck, parasitäre Schwingungen zwischen den beiden Gruppen zu unterdrücken. In ähnlicher Weise werden in der ganzen Anlage Spulen mit parallel liegenden Widerständen verwendet, um Schwingungen, die in den Teilen der Anlage entstehen könnten, zu verhindern. Die Spulen sollen die Eigenfrequenz der betreffenden Leitungen soweit herunterdrücken, daß die Gitterkopplung nicht ausreicht, um bei der durch die Widerstände verursachten starken Dämpfung Eigenschwingungen aufrechtzuerhalten.

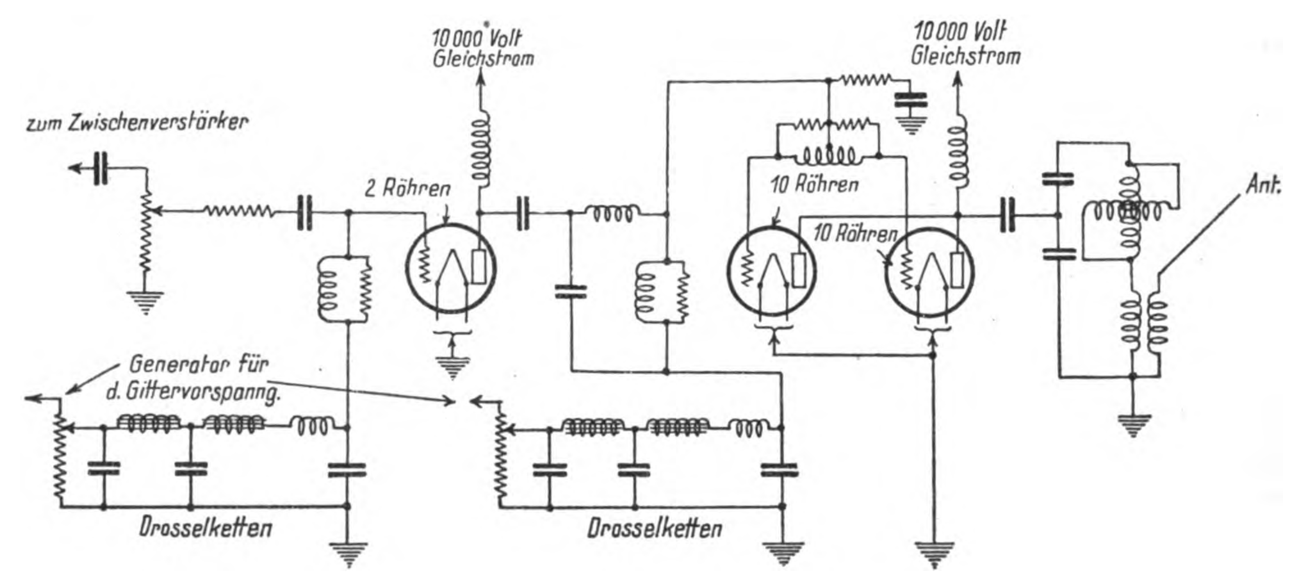


Fig. 1.

Die erwähnten 10-kW-Röhren haben eine Kupferanode, die einen Teil der Röhrenwandung bildet und vom Wasser bespült wird. Sie werden mit einer Anodenspannung von 10 000 Volt, einem mittleren Anodenstrom von 1,4 Ampère oder weniger, einem Heizstrom von 41 Ampère bei einer Heizspannung von 22,5 Volt betrieben. Die Emission des ca. 0,3 mm dicken Wolfram-Glühfadens ist dabei ca. 7 A. Der Gitterstrom variiert zwischen 0,1 und 0,3 A.

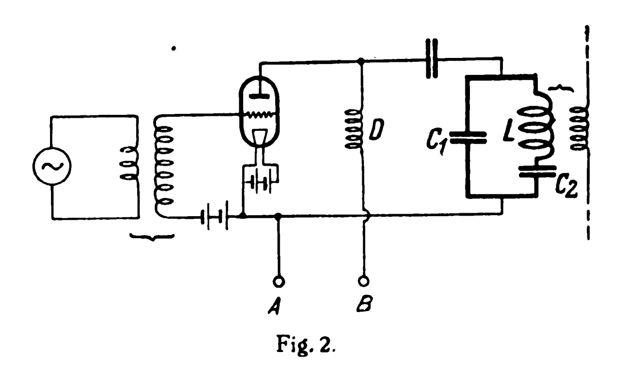


Fig. 2.

Die Gleichspannung von 10 000 Volt für den Anodenkreis wird einem Drehstrom-Netz von 60 Perioden/sec. und 22 000 Volt entnommen, wobei zuerst der Dreiphasenstrom in Sechsphasenstrom umgewandelt wird. Als Gleichrichter dienen Röhren, die genau ebenso gebaut sind, wie die 10-kW-Verstärkerröhre, nur keine Gitter besitzen. Die Gittervorspannung wird von einem Gleichstrom-Generator bezogen unter Zwischenschaltung von Drosselketten (siehe Figur 1).

Die in der Mitte angezapfte Spule und der parallele Widerstand, der sich in den Zuleitungen zu den Gittern der

In der Arbeit wird eine große Anzahl von Angaben über Dimensionierung der Kreise, die tatsächlich verwendeten Schaltungen und die Charakteristik der ganzen Anlage gemacht. Beigegeben sind viele Kurven und photographische Abbildungen von einzelnen Teilen der Installation.

J. Zenneck.

H. M. Freeman. Die Eigenschaften von Elektronenröhren als Detektoren. (Detecting characteristics of electron tubes.) Proc. Inst. Radio Eng. 13, 611—623, 1925. (Westinghouse El. and Manuf. Co., East Pittsburgh Pa.)

In der Einleitung betont der Verfasser, daß die Güte einer Röhre als einfachen Detektors mit Rücksicht auf die Bedürfnisse des Rundfunks heute wichtiger geworden ist als je. Er wendet sich gegen die Auffassung, daß eine Röhre, welche die für einen Verstärker günstigen Eigenschaften besitzt, auch längst gut genug als Detektor sei. Er ist im Gegenteil der Ansicht, daß es sich empfiehlt, spezielle Röhren, die nur als Detektoren gebraucht werden, zu bauen.

Als Vorstudium hat er die Detektoreigenschaften von den im Handel befindlichen Röhren bestimmt, und zwar einmal durch direkte Messung und dann auch, indem er die statische Charakteristik der Röhren aufnahm und daraus die Detektoreigenschaften ableitete, wobei beide Methoden sich in guter Übereinstimmung befanden. Er zeigt, wie sehr die Detektoreigenschaften einer Röhre durch kleine Änderungen in den Betriebsbedingungen beeinflußt werden und auch, wie sehr unter normalen Bedingungen ganz ähnliche Röhren in ihren Detektoreingenschaften sich voneinander unterscheiden.

J. Zenneck.

W. G. Lush, F. E. Johnston und **J. L. Finch.** Die transatlantische Station in Warschau. (Transoceanic radio station Warsaw, Poland.) Proc. Inst. Radio Eng. **13,** 571—88, 1925.

Nach einer Einleitung über die Baugeschichte der Station, die von der Radio Corporation of America ausgeführt wurde, wird der Sender und Empfänger beschrieben und durch zahlreiche photographische Abbildungen illustriert.

Der Sender besitzt 200 kW Alexanderson-Generatoren, die für Einzelbetrieb oder Parallelschaltung bestimmt sind und ihre volle Leistung bei Wellenlängen zwischen 18 000 und 21 000 m entwickeln — die normale Betriebswellenlänge der Station ist 18 350 m —. Die Energie wird geliefert durch eine 500 kW Dampfturbine und einen 750-pferdigen Dieselmotor. Die Telegraphier - Geschwindigkeit beträgt bei Verwendung magnetischer Steuerdrosseln bis 80 Worte (400 Zeichen/Min.). Die Alexanderson - Antenne wird von 10 freitragenden Türmen von 123 m Höhe mit 48 m langen Traversen an der Spitze getragen. Die Türme stehen in einem Abstand von 384 m. Zwischen dem 5. und 6. befindet sich die Sendestation. Die Antenne selbst besteht aus 16 einzelnen Leitern; ihre wirksame Höhe ist 84 m, die Kapazität der ganzen Antenne 0.08 μF. Die beiden Hälften der Antenne können einzeln zum Betrieb mit zwei verschiedenen Wellenlängen benutzt werden. Zur Erdung dient ein System von parallelen Drähten, die quer zur Antennenrichtung in die Erde versenkt und zu beiden Seiten der Antenne je zirka 250 m lang sind. Der Antennenwiderstand ist kleiner als 0,02 Ohm, der Antennenstrom, wenn die beiden Hochfrequenz-Generatoren parallel arbeiten, 1400 Amp., so daß also für die Strahlung 120 000 Meter-Amp. zur Verfügung stehen. Die Antennenspannung gegen Erde beträgt über 180 000 Volt, ist also größer als bei irgend einem Hochspannungs-Überlandwerk gegen Erde. Bei den Antennendrähten von 8 mm Durchmesser treten in einigermaßen großem Abstand von den Türmen oder der Erde keine sichtbaren Corona-Erscheinungen auf. In der Nähe der Türme oder der Erde sind besondere Sprüh-Schutzvorrichtungen angebracht. Zur Entfernung von Eis und Rauhreif sind die Antennendrähte in üblicher Weise elektrisch heizbar.

Die Empfangsstation liegt 30 km südwestlich von Warschau. Die normale Empfangsantenne ist der Art, wie sie durch Beverage, Rice und Kellogg ausgebildet wurde. Sie ist 16 200 m lang und erstreckt sich längs des Großkreises, der die Station mit New-York verbindet, und gleichzeitig ungefähr senkrecht zur Verbindungslinie der Empfangsstation mit der Sendestation. Da die atmosphärischen Störungen bei Warschau hauptsächlich von Süden oder Südosten kommen, so ist die Richtung der Antenne auch bezüglich der atmosphärischen Störungen besonders günstig. Außer der Beverage-Antenne sind noch zwei zueinander senkrechte Rahmen-Antennen vorgesehen von einer Länge von 77 m und einer Höhe von 2,8 m (untere Rahmenseite) bzw. 6,5 m (obere Rahmenseite) über dem Erdboden; sie besitzen 12 Windungen in einem Abstand von je 24 cm. Als weitere Antenne steht zur Verfügung eine Rahmenantenne, die aus einem Quadrat von 2,5 m Seitenlänge mit 100 Windungen besteht und im Innern eines Gebäudes aufgestellt ist. Die Empfangsapparate selbst sind die normalen der Radio Corporation mit einem Wellenlängenbereich zwischen 6000 und 30 000 m. J. Zenneck.

S. E. Anderson, L. M. Clement und **G. C. de Coutouly.** Neuere Entwicklung von kommerziellen Sendern und Empfängern für kurze Wellen. (Recent commercial development in short wave transmitters and receivers.) Proc. Inst. Radio Eng. **13,** 413—36, 1925.

Es handelt sich bei der Arbeit, die aus den Laboratorien der Western Electric Co., New-York, hervorgegangen ist, um Röhrensender und -empfänger für Wellenlängen zwischen 100 und 200 m, die für die amerikanische Coast Guard bestimmt sind. Die Anlagen sollten für drahtlose Telephonie eine Reichweite von 50, für den Betrieb mit unterbrochenen, ungedämpften Schwingungen einen solchen von 100 Meilen besitzen. Die Handhabung sollte kein ausgebildetes Personal erfordern, und es sollte deshalb Sender und Empfänger auf eine bestimmte Frequenz eingestellt bleiben ohne die Möglichkeit irgendeiner Regulierung.

Es war deshalb notwendig, den Sender so zu bauen, daß seine Frequenz sich nicht merklich änderte, weder wenn die Antennenkapazität beim Schlingern des Schiffes schwankte, noch wenn die Spannung der Batterie, die zum Heizen des Glühfadens und zum Betrieb des Motorgenerators für die Anodenspannung dient, infolge der allmählichen Entladung herunterging. Tatsächlich wurde erreicht, daß sich die Frequenz des Senders bei einer Änderung der Batteriespannung von 33 auf 28 Volt nur um 0,007% und bei einer Schwankung der Antennenkapazität um 3% nur um 0,1% änderte. Die geringe Abhängigkeit der Senderfrequenz von der Antennenkapazität wurde in üblicher Weise durch Verwendung eines gekoppelten Senders (Zwischenkreissenders), und zwar mit kapazitiver Koppelung möglich.

Der Empfänger besitzt einen aperiodischen Antennenkreis, der mit einem sekundären Schwingungskreis lose gekoppelt ist. Er arbeitet mit einer Zwischenfrequenz, und zwar mit einer solchen von 50 000/sec., und enthält demnach zwei Überlagerer, einen für die Trägerfrequenz und einen für die Zwischenfrequenz. Alle Einzelaufgaben, die die Konstruktion eines solchen Senders und Empfängers stellte, sind in der Arbeit ausführlich besprochen. Die Ausführungen sind durch Schaltskizzen und photographische Abbildungen der Apparate illustriert.

J. Zenneck.

Die neue englische Rundfunk-Großstation in Daventry. Electrician **95,** 124, 129, 1925.

Die Reichweite der Station soll ungefähr 180 km für Detektorempfang sein und damit ein Gebiet bedecken, in dem zirka 25 Millionen Menschen wohnen.

Die T-Antenne wird durch zwei durch Pardunen gehaltene Maste von 150 m Höhe in einem Abstand von zirka 240 m getragen. Sie besteht aus einem 118 m langen Käfig von 10 Drähten, die Zuleitung aus einem Käfig von 6 Drähten.

Für den Betrieb der Station stehen folgende Motor-Generatoren zur Verfügung:

1. 3 von 70 kW für 300-periodigen Wechselstrom von 1000 Volt;
2. 2 von 25 kW für dieselbe Stromart und Spannung;
3. 3 von 10 kW für Gleichstrom von 20 bzw. 30 Volt.

Zwei luftgekühlte Gleichrichter-Röhren liefern dem Röhren-Generator mit einer wassergekühlten Röhre Gleichstrom von 10 000 Volt und 8 kW. Die Energie ist so groß gewählt, um eine möglichst lose Koppelung des Schwingungskreises mit den Gitterkreisen der Starkstromverstärker zu ermöglichen und damit eine starke Rückwirkung der Verstärker und ihren Einfluß auf die Frequenz des Generators möglichst zu vermeiden.

Die Verstärker bestehen aus drei wassergekühlten Röhren derselben Art, wie sie der Röhren-Generator besitzt. Sie vertragen eine Gleichstromleistung von 30 kW bei 10 000 Volt, werden aber normalerweise mit einem Anoden-

strom von 2,5 Amp., d. h. also 25 kW betrieben. Die im Glühfaden einer wassergekühlten Röhre verbrauchte Leistung ist 1 kW (20 Volt, 50 Amp.). Die Verstärkerröhren beziehen ihre Anodenspannung von vier wassergekühlten Gleichrichtern. Der Gitterkreis der Verstärker ist mit dem Röhren-Generator induktiv gekoppelt; er enthält eine Spule (anti-reaction coil), die mit dem Anodenkreis so gekoppelt ist, daß die innere Kapazität der Verstärkerröhren kompensiert und dadurch eine Selbsterregung der Verstärkerkreise unmöglich gemacht wird. Der geschlossene Schwingungskreis (Zwischenkreis), der sich im Anodenkreis der Verstärker befindet, ist induktiv mit der Antenne gekoppelt.

Die Modulationsröhren, die unmittelbar auf die Verstärker wirken, sind von ganz ähnlicher Konstruktion wie die Röhre des Röhren-Generators, nur ist der Durchgriff bei ihnen viel größer. Die verhältnismäßig große Gittervorspannung (1200 bis 1300 Volt von einer Trockenbatterie) gestattet eine ziemlich große Amplitude der Gitterspannung, ohne daß man in das Gebiet eines in Betracht kommenden Gitterstromes gelangte. Den Gleichstrom erhalten die Modulationsröhren von vier wassergekühlten Gleichrichter-Röhren.

Die besprochenen Modulationskreise sind die letzte Stufe eines Mehrfach-Verstärkers (sub-modulator), auf dessen erste Stufe die Vorverstärker des Aufnahmeraums bzw. der Telephonlinien, die zur Übertragung auf den Runkfunksender dienen, wirken.

Besondere Sorgfalt ist darauf verwendet, daß der Gleichstrom, der den Modulationsröhren zugeführt wird, möglichst vollkommen von den Fluktuationen, die von der 300periodigen Maschine herrühren, gereinigt wird. Bei dieser geringen Frequenz sind verhältnismäßig sehr große Kapazitäten und Induktivitäten notwendig: die Kapazität, die auf jeder Seite des Speisekreises benutzt wird, beträgt 3,5 μF. Sie besteht aus Zinkplatten mit Glasplatten dazwischen, beide in einem Porzellantrog mit Öl. Die Induktivität auf beiden Seiten ist je 16 H.

Nicht gewöhnlich ist die Art der Kühlung der Anoden, die verhältnismäßig sehr hohe Spannung führen: sowohl die Zuführung als die Ableitung des Kühlwassers wird durch Streudüsen bewerkstelligt; der zerstäubte Wasserstrahl besitzt so geringe elektrische Leitung, daß keine merklichen Verluste eintreten. — Die Einrichtung der Station ist aus mehreren der Arbeit beigegebenen photographischen Abbildungen zu sehen. J. Zenneck.

Große Reichweite kurzer Wellen. Electrician **94**, 539, 1925.

Ein $1^1/_2$-kW-Sender der Metropolitan Vickers El. Co. in Trafford Park, Manchester (England), mit $\lambda = 21$ m und ohne Spiegel, konnte nicht nur im Staat Massachusetts und Nebraska (Nordamerika), sondern auch auf Neuseeland aufgenommen werden. Interessant ist, daß die Aufnahme der Wellen in Neuseeland auf die dortige Mittagszeit fiel; die Wellen mußten also die Hälfte ihres Weges in Tageslicht zurückgelegt haben. — Augenscheinlich handelt es sich nur um eine vereinzelte Beobachtung. J. Zenneck.

Beschreibung der Einrichtung von drahtlosen Stationen.

1. Funkpeiler von Siemens Brothers & Co. an Bord der Assyria (drehbarer Rahmen von zirka 1 m Durchmesser, kombiniert mit vertikaler Antenne). El. **94**, 177, 181, 1925.
2. Drahtlose Station der Marconi-Gesellschaft für Flugzeuglandungsplatz. El. **94**, 178, 1925.
3. Drahtlose Installation der Radio Commun. Co. an Bord des Postdampfers Aorangi ($1^1/_2$-kW-Funksender mit synchron rotierender Funkenstrecke, $^1/_2$-kW-Notsender, $1^1/_2$-kW-Sender für ungedämpfte Schwingungen, $\lambda = 2100$ bis 2400 m; Empfänger; Funkpeiler). El. **94**, 300, 1925.
4. Löschfunksender der Marconi-Gesellschaft für Rettungsboote. El. **94**, 301, 1925.
5. 12-kW-Rundfunksender der Marconi-Gesellschaft in London. El. **94**, 299, 1925.
6. Trag- und fahrbare Röhrensender der Marconi-Gesellschaft für militärische und andere Zwecke. El. **94**, 536, 1925.

Allen diesen Beschreibungen sind photographische Abbildungen und teilweise auch Schaltskizzen beigegeben. J. Zenneck.

Einfluß der Sonnenfinsternis auf die Wellen. (Wireless and the eclipse). Electrician **94**, 152—53, 1925.

Bericht über Messungen am 24. Januar 1925, die in England, und zwar in Chedzoy (Somerset) und New Southgate (London) gemacht wurden, an der ersten Station mit einer vertikalen, an der letzteren mit einer Rahmenantenne. Die Sendestation war Rocky Point (Long Island). Zur Kontrolle wurden genau dieselben Messungen einen Tag vor und einen Tag nach der Sonnenfinsternis vorgenommen.

Die Kurven, die den zeitlichen Verlauf der Feldstärke an den beiden Empfangsstationen darstellen, zeigen ein ausgesprochenes Maximum zur Zeit der Finsternis, dem ein tiefes Minimum folgt. Dabei fällt der Anfang der Zunahme der Feldstärke annähernd auf die Zeit, in der der Beginn der Sonnenfinsternis den Großkreis zwischen Sender und Empfänger schneidet.

Außerdem wurden in Slough (England) am 24. und 25. Januar Funkpeilungen von Rocky Point aufgenommen. Im Gegensatz zu den starken Änderungen der Feldstärke zeigten die Peilungen größte Konstanz; die Schwankungen der Peilung vom Mittel war nur $1^0 3'$.

Messungen, die in Slough an den Wellen der nur zirka 90 km entfernten Sendestation Leafield gemacht wurden, ließen keinen Einfluß der Sonnenfinsternis erkennen. J. Zenneck.

Band 27 Heft 3

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. **A. Esau** (Jena), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (New-York), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Berlin), Dr. Dr. ing. e.h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Dr. **E. Nesper** (Berlin), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **W. Schottky** (Rostock), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. **M. Wien** (Jena), Prof. Dr. **H. Wigge** (Cöthen-Anh.),

herausgegeben von

Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. **E. Mauz**



BERLIN W

Verlag von M. Krayn

1926.

Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.



Band 27 Heft 3

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftl. Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikal. Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Bevor der Drehkondensator kam.

Praktische Meßtechnik und ihre Bedeutung in den ersten Jahren der drahtlosen Telegraphie.

Von **O. Scheller.**

Der Schöpfer des Drehkondensators vollendete am 26. März sein siebenzigstes Lebensjahr. Um die Tragweite dieser Erfindung richtig zu würdigen, ist es lehrreich, sich zu erinnern, wie man sich vorher beholfen hat. Vorstellen kann man es sich wohl heute kaum, wie man in der drahtlosen Empfangs- und Meßtechnik ohne Drehkondensator überhaupt etwas Brauchbares zustande bringen konnte. Eine der ersten und wichtigsten Anwendungen fand der Drehkondensator bei der Zusammenstellung des Franke-Dönitz Wellenmessers. Ich will mich deswegen darauf beschränken zu schildern, wie man drahtlose Stationen früher in sich und aufeinander abstimmte und welche Wichtigkeit die Meßtechnik als solche für den Fortschritt gerade in den ersten Jahren der drahtlosen Telegraphie hatte.

Abgestimmt waren die drahtlosen Empfänger auf die Sender von Anfang an, sonst hätte man keinerlei größere Entfernung damit erreichen können. Aber über die benutzte Wellenlänge hatte man kaum die richtige Vorstellung.

Die ersten Sender mit im Luftdraht befindlicher Funkenstrecke bedurften keiner besonderen Abstimmung, da der Luftdraht in dieser Schaltung stets strahlte, sofern der Funken nur „aktiv" war. Schwierig wurde die Sache nur, wenn viele Stationen, wie z. B. bei der Schiffstelegraphie, miteinander verkehren sollten.

Man hat da verschiedene Wege eingeschlagen, um viele Stationen mit gleicher Wellenlänge auszurüsten. Am einfachsten und anfangs auch am erfolgreichsten ging man in England vor. Man beschränkte sich dort auf zwei Typen von Stationen; eine mit größerem und eine mit kleinerem Luftdraht, so daß man sich allen Schiffsgrößen anpassen konnte. Dann probierte man so lange durch Auswechseln verschiedener Spulen (Transformatoren) auf der Empfangsseite, bis man die beste Wirkung hatte. Die gefundenen Größen — auch die Luftdrahtabmessungen — wurden möglichst genau kopiert und die Abstimmung einfach als *A* und *B* unterschieden. Da in England zunächst die Ausrüstung seiner großen Handelsflotte das wichtigste war und die räumlichen Verhältnisse auf allen Handelsschiffen in der Hauptsache ähnliche waren — die Funkstation befand sich stets auf Deck — so war dies Vorgehen durchaus brauchbar und erfolgreich. Da die Marconigesellschaft außerdem dafür sorgte, daß ihre Telegraphisten auf den Schiffen vor allem gut telegraphieren konnten — an den Apparaten war keine Abstimmung einstellbar, so daß nichts verstimmt werden konnte — so erreichte man anfangs eine größere Zahl Entfernungshöchstleistungen als andere „Systeme".

In Deutschland lagen die Voraussetzungen nicht so einfach. Die Handelsflotte war verhältnismäßig kleiner und der drahtlose Schiffsmeldedienst war nicht so wichtig wie in England, da die großen deutschen Schiffe, lange vor ihrer Ankunft in der Heimat, im Kanal gesichtet und von dort her gemeldet wurden. Das größere Anwendungsgebiet lag in Deutschland von Anfang an bei der Kriegsmarine.

Aber auf den Kriegsschiffen lagen die räumlichen Verhältnisse viel verwickelter als auf den Handelsdampfern; alles war enger und der vorhandene Raum außerdem auch auf und über Deck durch vielerlei in Anspruch genommen. Deswegen änderten sich die elektrischen Größen der Antennen auf den verschiedenen Schiffen stark, selbst wenn die Abmessungen gleich gewählt wurden. Und außerdem wäre an eine Beschränkung etwa nur auf zwei Abstimmungen nicht zu denken gewesen. Die Kriegsmarine mußte anstreben, in der Wahl der Wellenlängen in weiten Grenzen frei zu sein.

Da stellte sich heraus, obgleich man schon drahtlos telegraphierte, wie wenig man über die zu benutzende oder

die wirklich benutzte' Wellenlänge wußte Wurde doch teilweise angenommen, daß die Kugeln der Funkenstrecke als Oszillator die Frequenz bestimmten und diese kurzen Wellen sich auf den Luftdraht fortpflanzten und von ihm ausgestrahlt würden. Sender mit Schwingungskreis aus Leydner-Flaschen und Spule sollten den großen Vorteil haben, daß man damit längere Wellen erzeugen könnte, die um Hindernisse stärker gebeugt werden, als mit einfachem Luftdraht mit Funkenstrecke.

Auch über den Empfänger war man sich nicht klar. Praktisch kam nur Schreibempfang mit Fritter in Frage. Aber über die Eigenschaften des Fritters war wenig sicheres bekannt. Man wußte nicht, ob er im Schwingungssystem als Kapazität zu behandeln sei, wußte erst recht nichts über die Größe dieser Kapazität. Manche glaubten, er spreche auf Strom an, andere auf Spannung; die einen wollten ihn deswegen in den Strombauch geschaltet wissen, andere an einen Punkt möglichst großer Spannungsdifferenz legen. Trotzdem gesicherte Voraussetzungen fehlten, glaubten viele nur auf mathematischem Wege die richtigen Größen finden zu können; die Ergebnisse entsprachen den angenommenen Voraussetzungen.

Über die wirklichen Verhältnisse konnte damals nur die Meßtechnik Klärung bringen. Deswegen wurde seinerzeit die drahtlose Telegraphie jedesmal beinahe zwangsläufig ein gutes Stück vorwärts gebracht, wenn es gelang, eine Meßmethode zu finden, die Eigenschaften und Abmessungen der Apparaturen eindeutig zu bestimmen erlaubte. Es gab anfangs für Hochfrequenz so gut wie keine praktisch brauchbaren Meßinstrumente, mit denen der Ingenieur viel hätte anfangen können. Die allereinfachsten Messungen unterblieben deshalb. So mußte z. B. beim gekoppelten Sender Schwingungskreis und Luftdraht aufeinander abgestimmt werden, wie heute jeder weiß. Aber damals war es schon ein Fortschritt, als man dies überhaupt einsah. Man versuchte durch Messen der Funkenlänge am Luftdraht gegen Erde die Resonanz zu bestimmen. Da aber vom Luftdraht das obere Ende in der Regel nicht zugängig war, hatte man nicht viel Erfolg. So versuchte man die nötigen Dimensionen zu berechnen und führte Größen wie „absolute Kapazität" dabei ein. Mußte aber einsehen, daß man damit auch nur recht unvollkommen seinen Zweck erreichte, denn damit die Station brauchbar wurde, mußte man sehr starke Korrekturen einführen.

Die Einführung des Hitzdraht-Ampèremeters half über alle Abstimmschwierigkeiten der Sender hinweg. Sie ist wohl Slaby zu verdanken. Da es damals empfindliche Hitzdraht-Ampèremeter, mit denen man die geringen Luftdrahtstromstärken hätte messen können, im Handel nicht vorrätig gab, benutzte er anfangs ein Hitzdraht-Voltmeter, natürlich ohne Vorschaltwiderstand. Aber nicht nur die Abstimmung des Luftdrahtes auf maximale Leistung war damit gelöst, auch der Senderbau ganz allgemein wurde damit gefördert; es wurden damit auch sofort Dämpfungsmessungen gemacht, wenn auch absolute Größen nicht bestimmt wurden. Ob etwas nützlich oder schädlich war, entschied sofort das Antennen-Amperemeter. Die späteren absoluten Dämpfungsmessungen haben deshalb keine große Umwälzung mehr gebracht. Beim Senderbau wurden Konstruktionen, die physikalisch bedenklich erschienen, aber praktisch Vorteile brachten, wie z. B. die Anordnung der Leydener Flaschen, innerhalb der Abstimmspule mit dem Amperemeter auf ihre Zulässigkeit geprüft (1901).

Auch der erste Wellenmesser, der gestattete, die von der Antenne wirklich ausgestrahlte Wellenlänge zu messen, ist durch Slaby bekannt geworden (Fig. 1). In der Nähe des Sendeluftdrahtes wurde wenigstens teilweise parallel zu diesem ein isolierter Draht gezogen und unten horizontal so weit verlängert, bis man an seinem Ende gegen Erde Funken maximaler Länge ziehen konnte. Die Drahtlänge mußte dann einer halben Wellenlänge entsprechen. Das war zwar keine sehr bequeme Art zu messen, und man brauchte viel Raum, aber man konnte doch einwandfrei zeigen, daß die Wellenlängen der Funkenstrecken keine Rolle spielten, sondern jene mehr als die vierfache Antennenlänge betrugen. Man konnte damit auch die Sender ungefähr auf gleiche Wellenlänge abstimmen, auch wenn die Luftdrahtlängen verschieden waren. Damit war man wieder ein gutes Stück vorwärts in der drahtlosen Technik.

Aber bei den Empfängern lag die Abstimmung immer noch stark im argen. Die einen versuchten mit dem Metermaß auszukommen, indem sie einen Draht von der halben Wellenlänge benutzten. Da die Möglichkeit, diesen Draht gerade auszuspannen, fehlte, wurde er aufgewickelt; aber selbst wenn man zu großen Spulendurchmessern griff, war damit die Abstimmung natürlich geändert. Andere versuchten wieder nur mit der Berechnung allein die richtigen Dimensionen zu finden. Aber da man über die elektrischen Dimensionen des Fritter nichts wußte, berücksichtigte man ihn bei den Berechnungen meist überhaupt nicht und erhielt keine brauchbaren Ergebnisse. Bei gekoppeltem Sender versuchte man Resonanz auch dadurch herzustellen, daß man die elektrischen Senderdimensionen des Senders beim Empfänger kopierte. Man war dabei so ängstlich, daß man an den Stellen, wo beim Sender zwei Kondensatoren in Reihe geschaltet waren, dies auch beim Empfänger tat, wenn man auch sonst wegen der kleinen Spannungen und Stromstärken räumlich kleiner dimensionierte. Nur auf den Fritter wurde auch bei diesem Verfahren keine Rücksicht genommen. Der Erfolg ließ natürlich sehr zu wünschen übrig. Abstimmfehler, selbst wenn sie nicht sehr groß waren, waren schwer zu korrigieren, da es keine bequem stetig zu verändernde Abstimmittel gab.

Am meisten Erfolg hatten diejenigen, die sich nur auf das praktische Ausprobieren verlegten, allerdings unter Zugrundelegung der Anschauung, daß der Fritter eine Kapazität darstellte, die Kurzschluß bekommt, wenn eine gewisse Spannung daran auftritt, und die Schaltungen dementsprechend wählten. Da aber über die Größe der Fritterkapazität selbst nichts bekannt war, mußten die richtigen Abmessungen bei jeder Station in jedem Fall neu ausprobiert werden. Bei Schiffsstationen ging das leicht, wenn das Schiff von der Sendestation aus wegfuhr, da man dann anfangs viel Energie zur Verfügung hatte und in dem Maß, wie diese abnahm, man die Abstimmung genauer einstellen konnte. Aber näherte man sich von fern einer fremden Station, oder sollten zwei feste Stationen mit einander in Verbindung treten, da war die Not wieder groß.

Es blieb nichts weiter übrig, als vorher ein genaues Sendeprogramm zu verabreden und so lange am Empfänger herumzuprobieren bis man Empfang hatte. Diese Arbeit mußte aber beiderseitig geschehen. Bei Landstationen sorgte man deswegen nach Möglichkeit dafür, daß man Fernsprechverbindung auf dem Draht hatte. Hatte man von der Gegenstation erst einmal überhaupt etwas empfangen, so ließ sich die Abstimmung natürlich rasch bis zum Optimum verbessern. Aber oft vergingen Tage oder gar Wochen, oder in einem mir bekannten Fall dreiviertel Jahre, ehe man sich fand.

Die Abstimmittel waren recht unbequem zu handhaben. Schiebe- oder Steckspulen (1902) gab es anfangs nicht, nicht zu reden von stetigen Variometern; entweder wurden Win-



dungen zu- oder abgewickelt, oder man setzte einzelne Spulen aufeinander, die ihren Windungszahlen nach wie Gewichtssätze zusammengestellt waren, so daß man jede Windungszahl zusammenstellen konnte. Stetige Abstimmittel gab es kaum, wenn man auch versuchte, brauchbare Schiebekonstruktionen zu finden.

Aus diesen Schwierigkeiten half die Schaffung eines neuen Meßinstrumentes, bei dem die elektrischen Dimensionen des Fritters berücksichtigt wurden. Man sah ein, daß es unbedingt nötig war, die Größe der Fritterkapazität oder wenigstens die Größenordnung zu bestimmen, eine Aufgabe, die der Verfasser unter Arco übernahm. Daß die elektrischen Dimensionen der Fritters mit seiner Empfangsapparat-Armatur wenigstens bei der AEG-Type einigermaßen konstant sein mußten, ergab sich bereits daraus, daß man die Fritter gegeneinander austauschen konnte, ohne daß sich die Abstimmung änderte.

Ließ sich der Fritter in seinen elektrischen Dimensionen für den Schwingungskreis als einfache Kapazität darstellen, dann mußte es möglich sein, die Resonanz des Fritterschwingungskreises durch Auftreten einer Maximalspannung an dieser äquivalenten Kapazität zu finden und so die Abstimmung dieses Kreises am Sender zu bestimmen.

Die Abstimmung der Empfangsanlage war aber damit außerordentlich vereinfacht, da der Hauptsache nach nur noch die Abstimmung der Empfangsantenne, also nur noch eine Größe zu suchen war. Wie sich in der Praxis herausstellte, war diese bei den damals verhältnismäßig großen Dämpfungswerten nicht sehr kritisch und leicht zu finden.

Das Suchen nach der Größe der Fritterkapazität — um die Jahreswende 1901—02 — wurde durch das Fehlen eines bequem beliebig zu ändernden Kondensators sehr erschwert. Dazu kam, daß anfangs der Fritterkreis nicht einfach als geschlossener Schwingungskreis betrachtet wurde, sondern man sich, wie oben erwähnt, die Spule als aufgewickelte Drahtlänge mit Schwingungsknoten und -Bäuchen vorstellte.

So fand man zunächst als Fritterkapazität, daß man die Spule am Ende mit 4 m Draht 1 m über Erde „belasten" müsse, um für die Spule dieselbe Resonanzeinstellung wie am Empfänger zu finden. Damit ließen sich aber bereits durch Messen der Funkenspannung am „Draht" gegen Erde Kurven aufnehmen, wenn man die Windungszahl der Spule veränderte. Damit war der erste praktisch brauchbare Wellenmesser geschaffen (Arco, E. T. Z., 1903).

Zunächst wurden die verschiedenen Sender untersucht. Selbst diese primitive Art zu messen, brachte sofort (Anfang 1902) überraschende Aufklärung über Antennen mit Erdung, Antennen mit Gegengewicht, notwendige Größe des Gegengewichts und über Schleifenantennen. Aber vor allem wurde damit das Auftreten von Kopplungswellen bei Sendern mit geschlossenem Schwingungskreis beobachtet und gemessen und die Abhängigkeit der Kopplungswellen von der Größe der Kopplung festgestellt. (Die theoretischen Arbeiten über die Kopplungswellen waren damals den drahtlosen Ingenieuren noch nicht bekannt.)

Die Messungen am Sender wurden stets durch Fernempfang kontrolliert und dabei auch beobachtet, daß es unter Umständen möglich ist, trotz der beiden Kopplungswellen des Senders, nur eine eindeutige Empfangsabstimmung zu erzielen.

Gleichzeitig bildete sich auch der Begriff des geschlossenen Schwingungskreises auch beim Empfänger klar heraus. Als Fritterkapazität wurde deshalb der „4-m-Draht" verlassen und ein regelrechter Kondensator aus Glas oder Hartgummi mit Belegen benutzt, seine Größe wurde empirisch bestimmt. (Die Kapazitätsgröße war zirka 15 cm, sie ersetzte den Fritter mit Empfangsapparat.) Die Spannungsmessung geschah durch Funkenlängen-Messung; sollte nur die Resonanzlage bestimmt werden, oft durch Geißler-Röhre.

Damit war ein leicht transportables Gerät zur Bestimmung der Abstimmung sowohl des Senders wie des Empfängers geschaffen. Meinen „Montagewellenmesser" hatte ich mit zwei Geißler-Röhren in einer Streichholzschachtel untergebracht (Fig. 2). Mit der Fritterkapazität war nämlich der „Wellenmesser" fertig, wenigstens für die damaligen Umstände. Die Firma (AEG.), für die ich seinerzeit tätig war, hatte nämlich für ihre sämtlichen Stationen nur identisch dimensionierte Empfangsspulen. Für deren Abmessungen hatte man sich rein durch Empfangsversuche entschieden. Es war eine einlagige Spule zum Stecken oder mit Schiebekontakt von 30 cm Durchmesser und 40 cm Höhe mit 110 Windungen eines verhältnismäßig dick mit Gummi isolierten Drahtes. Ich glaube, sie würde auch heute noch, trotz Litzendrähten, nahezu das Optimum darstellen, was man bei dieser Raumbeanspruchung für Wellenlängen um 200—300 m herum bauen kann. Sie ist, glaube ich, eines der besten Zeugnisse, wie nahe man bei guter Beobachtung und etwas Glück rein empirisch an das Optimum herankommen kann. Die Beurteilung, ob der Empfang besser oder schlechter mit der einen oder anderen Spule wurde, war bei Fritterempfang allerdings nicht leicht gewesen (1901—1902).

Die Abstimmung wurde zunächst nicht in Meterwellenlänge, sondern in Windungen dieser Normalspule ausgedrückt und ergab gleichzeitig die Empfangsabstimmung. Das Eichen in absolutem Maß unterblieb zunächst, da ein dringendes Bedürfnis danach nicht vorlag und diejenigen, die es hätten ausführen können, zunächst mit notwendigeren Arbeiten beschäftigt waren. Ich habe später diesen Wellenmesser auch in Meterwellenlänge geeicht; die Kurve verläuft zwischen 32 Windungen = 200 m und 100 Windungen = 515 m geradlinig.

Von dem Vorsprung, den dieses immerhin etwas rohe Meßverfahren damals, dem sogenannten System Slaby-Arco, gab, kann man sich heute kaum die rechte Vorstellung machen. Bei sämtlichen Konkurrenzversuchen in der ganzen Welt, an denen dieses „System" teilnahm, ging es als Sieger hervor. Darüber, daß dieser Vorsprung weniger in der Konstruktion der Apparate als in der Art, sie aufeinander abzustimmen, lag, war man sich klar.

Als Beispiel führe ich eine Szene bei der Kriegsmarine der Vereinigten Staaten von Amerika an. Diese Marine hatte den Willen, ohne Rücksicht auf die Kosten, nur das technisch beste drahtlose System einzuführen, oder nötigenfalls aus mehreren „Systemen" zusammenzustellen. Sie hatte zu dem Zweck von sämtlichen damals bestehenden Systemen (1902) je zwei Muster angeschafft. Das Slaby-Arco-System übertraf aber in seinen Leistungen alle anderen von Anfang an. Über die Versuchsstrecke Washington—Annapolis, welche mit keinem der Konkurrenzapparate zu überbrücken gewesen war, verkehrten die Telegraphisten der Marine sofort nach Aufstellung der Apparate, die natürlich mit Fritterkapazität bereits abgestimmt waren, ehe ich noch als Ingenieur der Lieferfirma auf der Station eintraf, um die Versuche zur Herstellung der Verbindung zu beginnen (Fig. 3). Als zum Schluß der Versuche die Prüfungskommission sich darüber wunderte, daß dieses „System" den anderen so weit überlegen war, da die Schaltungen doch der Hauptsache nach gleich seien, konnte ich ihr anbieten, mit verschiedenen Konkurrenzsystemen ähnliche Leistungen

zu zeigen, da das „System" Slaby-Arco nicht nur aus Apparaten, sondern in der Hauptsache im Meßverfahren beruhe. Der Erfolg war, daß die Amerikaner ihre gesamte Kriegsmarine und ihre Küstenstationen mit deutschen Apparaten ausrüsteten, so daß der Kaiser Herrn Rathenau in Berlin, Unter den Linden, öffentlich zu dem Erfolg beglückwünschen konnte.

Mit der Einführung des Franke-Dönitz-Wellenmessers wurde die Fritterkapazität nur noch zum Eichen der Spulen für Fritterempfang benutzt. Da die Typen der Empfangsspulen sich stark vermehrten, um auch längere Wellen aufnehmen zu können oder mit weniger Platz auszukommen, war die Fritterkapazität allein als Wellenmesser nicht mehr brauchbar, man hätte andernfalls eine Normalspule mit sich führen müssen. Es kam weiter hinzu, daß der Fritterempfang mit Schreiber eine immer geringere Rolle spielte. Man ging zum Hörempfang mit Kontakt- und elektrolytischen Detektor über. Diese Detektoren gehen aber nur als Widerstand in den Schwingungskreis ein, brauchten also bei der Abstimmung im Gegensatz zum Fritter kaum berücksichtigt zu werden.

Aber trotz all dieser Ursachen erscheint es verwunderlich, daß das Messen mit dem Franke-Dönitz-Wellenmesser sich so allgemein in so kurzer Zeit gegen die frühere Art durchgesetzt hat, denn die ersten Konstruktionen dieses Wellenmessers war in seinen Abmessungen recht unbequem. Außerdem vertrug er beim Transport keine rauhe Behandlung — in Amerika nannte man ihn deswegen spottend „the babie".

Sein großer Vorzug gegenüber den alten bestand im Drehkondensator. Gegenüber dem Vorteil, beim Messen bequem über die Resonanzlage hin- und herpendeln zu können und damit leicht eine große Meßgenauigkeit zu erreichen, verschwanden alle Nachteile. Hatten vorher nur wenige die Fähigkeit, mit dem primitiven Gerät genauere Messungen auszuführen, so war dies mit dem Drehkondensator und dem Rießschen Amperemeter auch dem Ungeübten möglich.

Die gleichen Vorteile ergaben sich natürlich bei der Einführung des Drehkondensators in den Empfänger, so daß heute Millionen von Drehkondensatoren benutzt werden.

In allzu großer Bescheidenheit hat der Schöpfer des Drehkondensators, Köpsel, es unterlassen, diesen in der ganzen Welt schützen zu lassen, und so ist es leider viel zu wenig bekannt, daß auch dieser Fortschritt eine deutsche Erfindung ist.

* * *

Es liegt in der Natur der Sache, daß über die geschilderten Tatsachen in der Literatur nicht viel zu finden ist, weil in den Entwicklungsjahren einer neuen Technik die Industrie ihre Erfahrungen aus naheliegenden Gründen nicht preisgibt und aus Propagandagründen ihre technischen Sorgen nicht gern offenbart.

Ich habe auch unterlassen, die Irrwege durch Namen zu belegen, obgleich sehr angesehene darunter sind; ich wollte nur zeigen, daß selbst die einfachsten Dinge und Verfahren meist unter großen Schwierigkeiten und auf großen Umwegen zustande gekommen sind.

(Eingegangen am 15. 3. 1926.)

Über die Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen.

Von **G. J. Elias.**

Bekanntlich läßt sich die Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen auf große Entfernungen nicht erklären ohne anzunehmen, daß sich in der oberen Atmosphäre eine leitende bzw. ionisierte Schicht befindet (Heavisideschicht). Zweck dieser Arbeit ist, zu untersuchen, was sich über diese Ionisation aussagen läßt und inwiefern die Fortpflanzung der Wellen davon beeinflußt wird.

1. Es lassen sich zwei Ursachen angeben, die mit Bestimmtheit tätig sind bei der Ionisation der oberen Atmosphäre. Erstens sind die korpuskularen Strahlungen der Sonne, namentlich die α-Strahlen, sowohl bei Tag als bei Nacht tätig, weil, wie Störmer[1]) gezeigt hat, diese auch das Nordlicht verursachende Strahlungen durch das Zusammenwirken der Gravitation und des erdmagnetischen Feldes die Erde teilweise umkreisen können, bevor sie in der Atmosphäre gehemmt werden. Diese Strahlen können also ebensogut die Nachtseite wie die Tagesseite der Erde erreichen. Wir müssen deshalb annehmen, daß dadurch eine permanente Ionisation der Atmosphäre verursacht wird. Zweitens ist die kurzwellige Sonnenstrahlung im gleichen Sinne wirksam, aber natürlich nur bei Tag. Man müßte also bei Nacht eine, bei Tag aber zwei ionisierte Schichten annehmen.

2. Um einen Anhaltspunkt für die Berechnung des ersten ionisierenden Einflusses zu gewinnen, wollen wir annehmen, daß die α-Teilchen aus allen Richtungen, die einen Winkel kleiner als 90° mit der vertikalen Richtung einschließen, mit gleicher Dichte und mit der Geschwindigkeit v_0 einfallen. Für eine gewisse Richtung l, die mit der Vertikale einen Winkel η einschließen möge, bekommen wir, weil die ionisierende Wirkung der Geschwindigkeit umgekehrt proportional zu setzen ist[2]).

$$\frac{1}{2} m \frac{dv^2}{dl} = \frac{Cn}{v} \tag{1}$$

Hierin ist n die Anzahl der Moleküle in der Volumeneinheit, wofür geschrieben werden kann

$$n = n_0 e^{-az} \tag{2}$$

Hierbei nehmen wir an, daß die Atmosphäre, auch in den höheren Teilen, nur aus Stickstoff besteht, was durch die Untersuchungen von Vegard[3]) sehr wahrscheinlich gemacht ist, und daß die Temperatur dort den konstanten Wert von 220° (absolut) hat[4]). Die Konstante a bekommt dann den Wert von $1{,}5 \times 10^{-6}$.

Aus den Beziehungen (1) und (2) ergibt sich, weil $dz = dl \cos \eta$,

$$m v^2 \frac{dv}{dz} \cos \eta = C n_0 e^{-az}$$

[1]) Störmer publizierte über diesen Gegenstand eine Reihe von Abhandlungen in den Sitzungsberichten der Norweg. Akad. d Wissensch. zwischen den Jahren 1906—1916.

[2]) Siehe z. B. Rutherford, Radioakt. Substanzen und ihre Strahlungen. Leipzig 1913, S. 119 ff.

[3]) Vegard, C. R. 176, S. 947, 1923; Phil. Mag. 46, S. 193, 1923.

[4]) Siehe Wegener, Physik. Zeitschr. 12, S. 170, 1911.

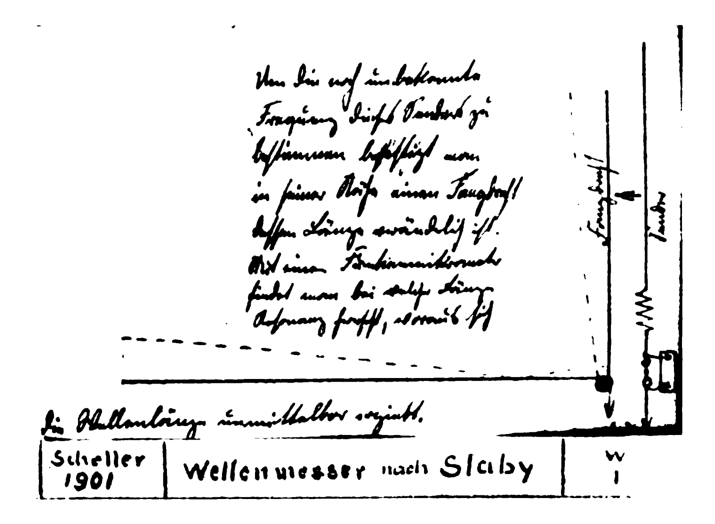


Fig. 1

aus der Vorlesung Wintersemester 1900/01

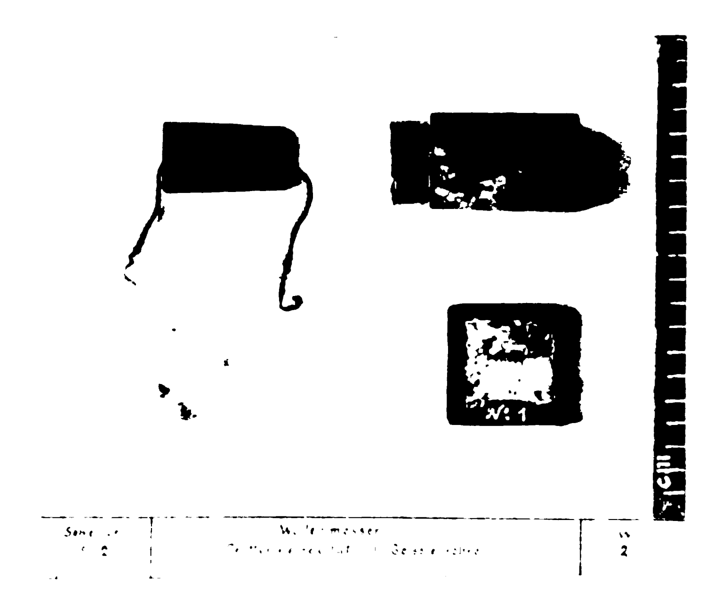


Fig. 2

Erste Fritterkapazität und Montagewellenmesser mit seiner Transportkiste. Februar 1902.

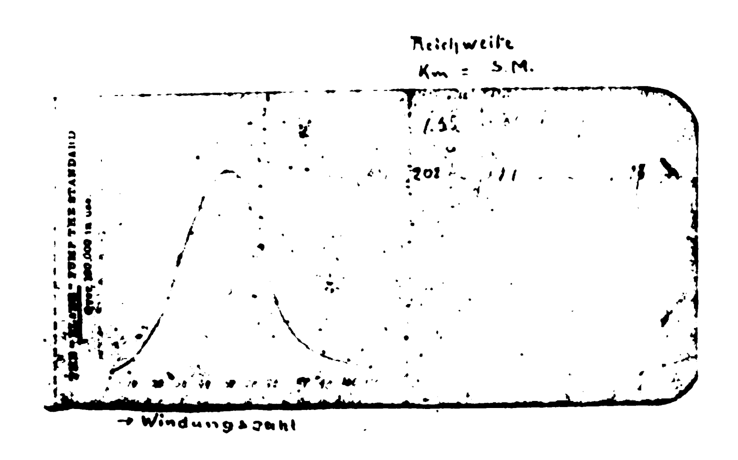


Fig. 3

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Zum Aufsatz: O. Scheller, Bevor der Drehkondensator kam.

und hieraus durch Integration

$$\frac{1}{3} m (v_0^3 - v^3) \cos \eta = \frac{C n_0}{a} e^{-az} \quad (3)$$

die kleinste Höhe z_1, bis wo die a-Teilchen in die Atmosphäre eindringen können, bekommen wir für $\eta = o$, während $v = o$. Dies ergibt

$$\frac{1}{3} m v_0^3 = \frac{C n_0}{a} e^{-a z_1}. \quad (4)$$

Auch ist

$$\frac{1}{3} m v_0^3 = C \cdot n_0 \cdot R, \quad (5)$$

worin R die Reichweite der a-Teilchen ist. Aus beiden Beziehungen resultiert

$$e^{-a z_1} = a R. \quad (6)$$

Hieraus berechnet man mit a-Teilchen einer Reichweite von 7 cm (a-Teilchen von Radium-C) für z_1 eine Höhe von 78 km. Kleinere Reichweiten würden eine größere Höhe ergeben, eine Reichweite von 3,3 cm (a-Teilchen von Radium) z. B. gibt für z_1 82,5 km. Etwa in der Höhe von 80 km würde also die untere Grenze der permanent ionisierten Schicht liegen. Experimentell hat Appleton[5]) für diese Grenze 80—90 km bestimmt, während Eckersley nach einer persönlichen Mitteilung hierfür 80 km gemessen hat. Weiter bekommen wir aus (3) und (5)

$$v^2 = \left[\frac{3 C n_0}{m}\left(R - \frac{e^{-az}}{a \cos \eta}\right)\right]^{2/3}$$

Für die ionisierende Wirkung von in einem Winkel η einfallenden Strahlen innerhalb einer Schicht dz in der Höhe z ergibt sich

$$\frac{1}{2} m \frac{d v^2}{d z} d z = \frac{(C n_0)^{2/3}}{\cos \eta} \cdot \left(\frac{m}{3}\right)^{1/3} \cdot e^{-az} \left(R - \frac{e^{-az}}{a \cos \eta}\right)^{-1/3} \cdot dz$$

Weil die Länge der Strahlen innerhalb einer gewissen Schicht $\frac{1}{\cos \eta}$ proportional ist, so wird die ionisierende Wirkung pro Volumeneinheit proportional der Größe

$$(C n_0)^{2/3} \cdot \left(\frac{m}{3}\right)^{1/3} \cdot e^{-az} \left(R - \frac{e^{-az}}{a \cos \eta}\right)^{-1/3} \quad (7)$$

Um die ganze Wirkung zu bekommen von den aus allen Richtungen kommenden a-Teilchen müssen wir mit $2\pi \sin \eta \, d\eta$ multiplizieren und integrieren zwischen den Grenzen $\eta = 0$ und $\eta = \arccos \frac{e^{-az}}{a R}$, weil die unter größerem Winkel einfallenden Strahlen nicht zur Ionisation in der Höhe z beitragen. Schreiben wir $\cos \eta = x$, so wird die ionisierende Wirkung proportional der Größe

$$2\pi (C n_0)^{2/3} \left(\frac{m}{3}\right)^{1/3} e^{-az} \int_{\frac{e^{-az}}{aR}}^{1} d x \left(R - \frac{e^{-az}}{a x}\right)^{-1/3} \quad (8)$$

Der Proportionalitätsfaktor muß die Anzahl der pro Zeiteinheit einfallenden a-Teilchen enthalten. Vorläufig läßt sich hierüber direkt nichts aussagen, es läßt sich nur angeben, in welcher Weise die ionisierende Wirkung sich mit der Höhe ändert.

Der Ausdruck (8) ist also proportional der pro Zeiteinheit und pro Volumeneinheit gebildeten Ionen. Sei diese Zahl N. Um daraus die Ionendichte n_1 zu erhalten, muß die Rekombinationsgeschwindigkeit bekannt sein. Bekanntlich ist diese proportional dem Quadrate der Ionendichte, wobei der Koeffizient der Rekombination nach Versuchen von Langevin[6]) der Gasdichte proportional zu setzen ist. Wir bekommen also, unter Vernachlässigung der Diffusion der Ionen,

$$N = \gamma \cdot n \cdot n_1^2 \quad (9)$$

worin γ eine für das betreffende Gas charakteristische Konstante ist. Hieraus ergibt sich, im Zusammenhang mit (2) und (8)

$$n_1 = C_1 \left[\int_{\frac{e^{-az}}{aR}}^{1} \left(R - \frac{e^{-az}}{a x}\right)^{-1/3} d x\right]^{1/2} \quad (10)$$

worin C_1 eine vorläufig noch unbekannte Konstante vorstellt. Weiter unten wird auseinandergesetzt werden, wie deren Größe abgeschätzt werden kann. Fig. 1 stellt die also

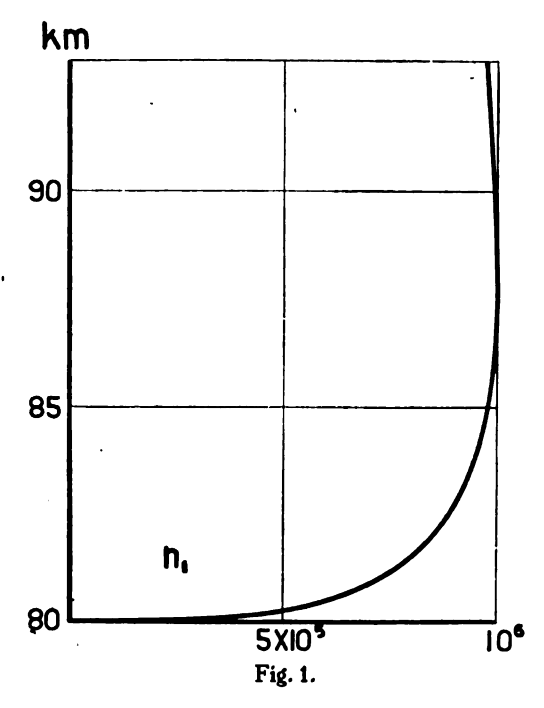


Fig. 1.

bestimmte Ionendichte als Funktion der Höhe vor, wobei als Durchschnittszahl für die untere Grenze der ionisierten Schicht 80 km angenommen ist. Aus dem Verlauf der Kurve ist zu ersehen, wie schnell die Ionendichte mit der Höhe zunimmt. Die Kurve erreicht erst ein Maximum und nähert sich nachher asymptotisch einem Endwert.

3. Für die Berechnung der Ionisation unter dem Einfluß der Wellenstrahlung der Sonne gebrauchen wir den Ausdruck für die Änderung der Intensität der Frequenz ν mit der Höhe

$$d J_\nu = \beta_\nu \cdot n \cdot J_\nu \cdot d z \quad (11)$$

worin J_ν die Intensität der Frequenz ν und $\beta_\nu \cdot n$ der Absorptionskoeffizient für diese Frequenz bedeutet, der der Zahl der Moleküle (2) proportional ist. Hierbei ist senkrechter Einfall des Lichtes angenommen. Integration unter Berücksichtigung von (2) ergibt

$$J_\nu = J_{\nu \infty} e^{-\frac{\beta_\nu n_0}{a} e^{-az}} \quad (12)$$

worin $J_{\nu \infty}$ die Intensität in sehr großer Entfernung von der Erde bedeutet. Ein Teil der absorbierten Energie wird für die Ionisation verwendet. Nennen wir diesen Bruchteil k_ν und die Energie, welche nötig ist zur Ionisierung einer

[5]) Appleton, Proc. Roy. Soc. A. 109, S. 621, 1925; Tydschr. v. h. Ned. Radiogenootschap. 2, S. 115, 1925.

[6]) Langevin, Ann. d. Chim. et d. Phys. (7) 28, S. 433, 1903.

Molekel W, so bekommen wir für die pro Zeiteinheit und pro Volumeneinheit von der Frequenz ν gebildeten Ionenpaare

$$\frac{k_\nu \cdot \beta_\nu \cdot n \cdot J_\nu}{W} \tag{13}$$

Dieser Ausdruck muß über alle für die Ionisierung wirksamen Frequenzen integriert werden, um die ganze Zahl der neugebildeten Ionen zu bekommen. Im Gleichgewichtszustande ist diese Zahl gleich der Anzahl der rekombinierenden Ionen. Wenn wir wieder den obigen Ausdruck (9) gebrauchen, bekommen wir für die Ionendichte, unter Zuhilfenahme von (2), (12) und (13)

$$n_1^2 = \frac{1}{\gamma W} \int_{\nu_0}^{\infty} k_\nu \cdot J_{\nu\infty} \cdot \beta_\nu \cdot e^{-\frac{\beta_\nu n_0}{a} e^{-az}} \cdot d\nu \tag{14}$$

Von den Größen k_ν und β_ν ist sehr wenig bekannt. Was β_ν anbelangt, so ist es auf Grund neuerer Untersuchungen wahrscheinlich, daß die für die Ionisation am meisten wirksamen Frequenzen weniger stark absorbiert werden als früher allgemein angenommen wurde[7]). Deshalb dürfte eine Größenordnung zwischen 10^{-20} und 10^{-21} für β_ν am besten übereinstimmen. Bei der Berechnung der Ionendichte auf Grund von (14) ist β_ν schätzungsweise als eine Konstante für die verschiedenen in Betracht kommenden Frequenzen angenommen und ist hierfür der Wert 2×10^{-21} angesetzt. Übrigens ist zu bemerken, daß eine Änderung der Wertes von β_ν das Ergebnis nur insofern quantitativ beeinflußt, daß die ionisierten Schichten eine desto höhere Lage bekommen, je größer β_ν ist; wird β_ν als eine Konstante angenommen, so verschiebt sich die Ionisation um etwa 15 km hinauf, wenn β zehnmal so groß angesetzt wird. Außerdem ist die Ionendichte der Wurzel aus β proportional. Von der Größe k_ν ist soviel bekannt, daß von der absorbierten Energie nur ein Bruchteil für die Ionisation verwandt wird. Schätzungsweise ist hier k_ν gleichfalls konstant angenommen für die verschiedenen Frequenzen und ist hierfür 0,1 angesetzt. Sehr groß ist der Einfluß dieser Größe nicht, weil die Ionendichte der Wurzel aus k proportional ist.

Werden die Größen β_ν und k_ν als Konstanten betrachtet, so wird die Formel (14)

$$n_1^2 = \frac{k\,\beta}{\gamma W} e^{-\frac{\beta n_0}{a} e^{-az}} \int_{\nu_0}^{\infty} J_{\nu\infty}\, d\nu \tag{15}$$

Das Integral $\int_{\nu_0}^{\infty} J_{\nu\infty}\, d\nu$ ist auf Grund des Planckschen Gesetzes ausgewertet bei der Annahme, daß die Sonne als ein schwarzer Körper von 6000° zu betrachten ist. Als Grenzfrequenz ν_0 ist die der Wellenlänge von 150 $\mu\mu$ entsprechende Frequenz angenommen, was möglicherweise etwas zu niedrig sein dürfte[8]).

Mit den so angenommenen Daten läßt sich die Ionendichte berechnen, in der Weise wird die in Fig. 2 wiedergegebene Kurve gefunden, wo der Logarithmus der Ionendichte eingetragen ist. Wir finden also in einer Höhe von 50—60 km eine beträchtliche Ionisation. Diese würde noch größer sein, wenn irgend eine der Größen k, β oder das Integral der Intensität einen größeren Wert hätte; dagegen würde, wie schon erörtert, bei größerem Wert von β die ionisierte Schicht eine höhere Lage haben. Für die Höhe der Tagesschicht wird von der Marconi - Gesellschaft 40 km angenommen, weil sich in der Weise die beste Übereinstimmung ergibt zwischen den experimentellen Resultaten und

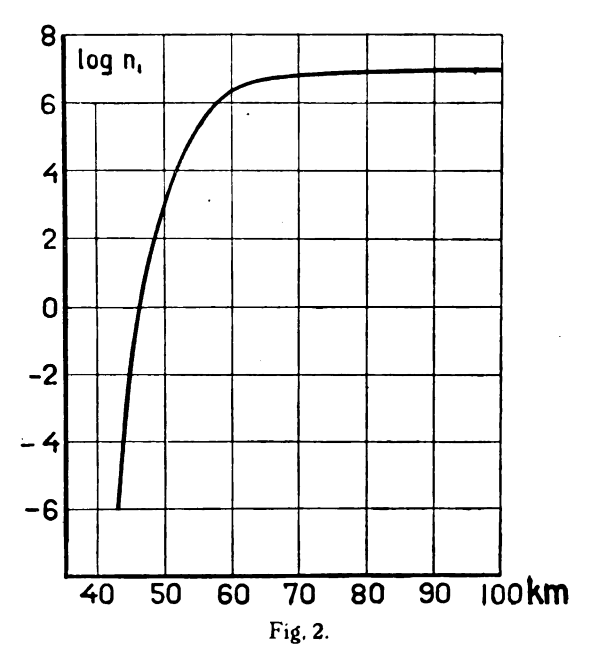


Fig. 2.

der Watsonschen Formel (siehe weiter unten S. 71[9]). Inzwischen muß hierzu bemerkt werden, daß diese Formel nicht ohne weiteres anwendbar ist, denn sie ist abgeleitet in der Voraussetzung einer diskontinuierlichen Änderung des Leitvermögens in einer gewissen Höhe, was sicherlich nicht der Fall ist. Andererseits müssen wir erwägen, daß, sollte zur Ionisation in der Tagesschicht eine etwaige durchdringende kurzwellige Strahlung, die mit dem Planckschen Gesetze in keinem Zusammenhange steht (z. B. Röntgenstrahlen als Begleiterscheinung der Aussendung von α-Strahlen), in erheblichem Maße beisteuern, ein Umstand, der gar nicht ausgeschlossen sein dürfte, obschon ich hier davon abgesehen habe, die Tagesionisation sich noch zu geringeren Höhen ausdehnen könnte.

Der hauptsächlichste Unterschied zwischen der Ionisation in der permanent ionisierten Schicht und derjenigen in der vom Sonnenlicht herrührenden Tagesschicht auf Grund obiger Rechnungen besteht darin, daß in der Tagesschicht die Ionendichte einen größeren Wert erreicht als in der permanent ionisierten Schicht, daß aber der Gradient dieser Dichte bei Tag kleiner ist. Denn in der permanent ionisierten Schicht ist der Höhenunterschied zwischen der Ionendichte null und der maximalen Ionendichte nur etwa 7,5 km, während in der Tagesschicht dieser Unterschied über 30 km beträgt.

Fallen die Sonnenstrahlen in einem Winkel η ein, so gilt analog (1)

$$d J_\nu = \beta_\nu \cdot n \cdot J_\nu \cdot \frac{dz}{\cos \eta} \tag{16}$$

woraus sich ergibt unter Berücksichtigung von (2)

$$J_\nu = J_{\nu\infty}\, e^{-\frac{\beta_\nu \cdot n_0}{a \cos \eta} \cdot e^{-az}} \tag{17}$$

In der Voraussetzung, daß die Größen k_ν und β_ν (s. oben)

[7]) Siehe z. B. Hopfield, Phys. Rev. 20, S. 573, 1922.

[8]) Siehe Handb. d. Radiologie, Bd. III, Leipzig 1916, S. 380 ff.

[9]) Marconi Company's Expedition results. Journ. Inst. Electr. Eng. 63, S. 933, 1925.

als Konstanten zu betrachten sind, bekommen wir schließlich

$$n_1^2 = \frac{k \cdot \beta}{\gamma \cdot W} e^{-\frac{\beta n_0}{\alpha \cos \eta} e^{-\alpha z}} \int_{\nu_0}^{\infty} J_\nu \sim d\nu \tag{18}$$

Hieraus ergibt sich, daß die ionisierte Schicht nach oben verschoben wird. Bei einem Winkel $\eta = 60^0$ beträgt diese Verschiebung etwa 4 km.

Für den Fall, daß η nahezu 90^0 beträgt, ist es notwendig, die Krümmung der Erde in Betracht zu ziehen [10]).

4. Es erhebt sich jetzt die Frage, inwieweit die elektrischen Eigenschaften der höheren Atmosphäre von der Anwesenheit der Ionen beeinflußt wird. Mit dieser Frage haben sich schon Eccles [11]) und Salpeter [12]) beschäftigt.

Wir setzen voraus, daß die elektrische Kraft, die auf die Ionen wirkt, gegeben ist durch $F = F_m \sin \omega t$. Die Bewegungsgleichung des Ions ist dann

$$m \frac{dw}{dt} = q F_m \sin \omega t \tag{19}$$

wenn m die Masse, w die Geschwindigkeit und q die Ladung des Ions vorstellt. Wir nehmen an, daß die Geschwindigkeit, die das Ion im elektrischen Felde bekommt, klein ist gegen die Geschwindigkeit der Wärmebewegung und daß diese zusätzliche Geschwindigkeit jedesmal bei einem Zusammenstoß vernichtet wird, so daß jede neue freie Weglänge mit der Geschwindigkeit der Wärmebewegung angefangen wird.

Betrachten wir den Zustand zur Zeit t und nehmen wir an, daß die freie Weglänge der Dauer τ angefangen hat zur Zeit $t - t_1$. Die Beschleunigung zur Zeit $t - t'$ beträgt

$$\frac{q F_m}{m} \sin \omega (t - t')$$

und die zusätzliche Geschwindigkeit zur Zeit t

$$\frac{q F_m}{m} \int_{t_1}^{0} \sin \omega (t - t')\, dt' = \frac{q F_m}{m \cdot \omega} \left\{ \cos \omega (t - t_1) - \cos \omega t \right\}$$

Die Größe t_1 durchläuft bei der Zeitdauer einer Weglänge τ alle Werte von 0 bis τ, so daß die mittlere Zusatzgeschwindigkeit für die Weglängen der Dauer τ zur Zeit t wird

$$\frac{q F_m}{m \cdot \omega} \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \left\{ \cos \omega (t - t_1) - \cos \omega t \right\} dt_1 =$$

$$= \frac{q F_m}{m \cdot \omega} \left\{ \frac{1 - \cos \omega \tau}{\omega \tau} \sin \omega t - \frac{\omega \tau - \sin \omega \tau}{\omega \tau} \cos \omega t \right\} \tag{20}$$

Die Wahrscheinlichkeit eines Weges der Dauer zwischen τ und $\tau + d\tau$ beträgt, wenn w_0 die mittlere Geschwindigkeit der Wärmebewegung und l die mittlere Weglänge ist,

$$\frac{w_0}{l} e^{-\frac{w_0 \tau}{l}} \cdot d\tau \tag{21}$$

Die mittlere zusätzliche Geschwindigkeit ergibt sich also zu

$$w' = \frac{q F_m w_0}{m \cdot \omega \cdot l} \int_0^{\infty} \left\{ \frac{1 - \cos \omega \tau}{\omega \tau} \sin \omega t - \right.$$

$$\left. - \frac{\omega \tau - \sin \omega \tau}{\omega \tau} \cos \omega t \right\} \cdot e^{-\frac{w_0 \tau}{l}} d\tau =$$

$$= \frac{q F_m w_0}{m \omega^2 l} \left\{ \ln \frac{\sqrt{w_0^2 + \omega^2 l^2}}{w_0} \sin \omega t - \left(\frac{\omega l}{w_0} - \frac{\pi}{2} + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \operatorname{arc\,tg} \frac{w_0}{\omega l} \right) \cos \omega t \right\} \tag{22}$$

Hierin bedeutet $\ln$ der natürliche Logarithmus [13]).

Der eingeklammerte Ausdruck in (22) enthält zwei Terme, der eine ist $\sin \omega t$ proportional, hat also dieselbe Phase wie die elektrische Kraft, der Proportionalitätsfaktor entspricht also einem Leitvermögen. Der andere Term ist $-\cos \omega t$ proportional, hat also 90^0 Phasenverzögerung gegen die elektrische Kraft oder die entgegengesetzte Phase des Verschiebungsstromes. Die dielektrische Konstante, die ohne Anwesenheit von Ionen praktisch der Einheit gleichzusetzen wäre, wird also durch die Ionenbewegung verkleinert, ein Umstand, worauf Eccles [14]) zuerst hingewiesen hat.

Weil die Dichte des Ionenstromes $n_1\, q\, w'$ beträgt, bekommen wir also für das Leitvermögen bzw. die Abnahme der dielektrischen Konstante

$$g = \frac{n_1 q^2 w_0}{m \omega^2 l} \ln \frac{\sqrt{w_0^2 + \omega^2 l^2}}{w_0}$$

$$-\Delta \varepsilon = \frac{4 \pi n_1 q^2 w_0}{m \omega^3 l} \left(\frac{\omega l}{w_0} - \frac{\pi}{2} + \operatorname{arc\,tg} \frac{w_0}{\omega l} \right) \tag{23}$$

Diese Ausdrücke müßten eigentlich summiert werden für die verschiedenen Ionengattungen. Weil jedoch die negativen bei der geringen Gasdichte in den höheren Schichten der Atmosphäre fast ausschließlich als Elektronen vorkommen werden und die Beweglichkeit hierfür wegen der geringen Masse weit größer ist als für die anderen Ionen, genügt es in dem hier betrachteten Falle, nur mit den Elektronen zu rechnen.

Durch die Anwesenheit der Ionen bzw. Elektronen wird also einerseits ein Leitungsstrom hervorgerufen, andererseits wird der Verschiebungsstrom verringert. Es ist ersichtlich, daß die relative Größe der beiden Einflüsse abhängig ist von der Größe $\frac{\omega l}{w_0}$. Ist diese Zahl klein der Einheit gegenüber, d. h. bei nicht allzu kleiner Gasdichte, also in geringerer Höhe und bei nicht zu hoher Frequenz, so ist der Leitungsstrom überwiegend. In diesem Falle wird aus (23)

$$g = \frac{n_1 q^2 l}{2 m w_0}, \quad -\Delta \varepsilon = \frac{2 \pi n_1 q^2 l^2}{m w_0^2} \tag{24}$$

Der zusätzliche Verschiebungsstrom ist also klein im Vergleich zum Leitungsstrom.

Ist hingegen $\frac{\omega l}{w_0} >> 1$, also bei sehr geringer Gasdichte (in großer Höhe) oder hoher Frequenz, so ist der Einfluß auf den Verschiebungsstrom am wichtigsten. Die Ausdrücke (23) nehmen dann annähernd die folgende Form an

$$g = \frac{n_1 q^2 w_0}{m \omega^2 l} \ln \frac{\omega l}{w_0}, \quad -\Delta \varepsilon = \frac{4 \pi n_1 q^2}{m \omega^2} \tag{25}$$

Der Leitungsstrom ist dann vernachlässigbar im Vergleich zum zusätzlichen Verschiebungsstrom.

[10]) Siehe Elias, Tydschr. v. h. Nederl. Radiogenootschap. 2, S. 9 ff. 1923.

[11]) Eccles. Proc. Roy. Soc. A. 87, S. 79, 1912 (übersetzt im Jahrb. d. drahtl. Tel. 8, S. 253, 1914); Electrician, Sept. 1912; Jahrb. d. drahtl. Tel. 8, S. 282, 1914.

[12]) Salpeter, Phys. Zeitschr. 14, S. 201, 1913 (abgedruckt im Jahrb. d. drahtl. Tel. 8, S. 247, 1914).

[13]) Wegen etwas anderer Mittelwertsbildung weicht der Ausdruck (22) einigermaßen ab von den von Salpeter l. c. gefundenen Formeln.

[14]) Eccles l. c.

In der unten wiedergegebenen Tabelle sind die Werte von $\frac{\omega l}{w_0}$ für verschiedene Wellenlängen und Höhen über der Erde eingetragen. Für w_0 ist angenommen die mittlere Wärmegeschwindigkeit der Elektronen bei 220° (absolut) [15]), für l die Weglänge der Elektronen in Stickstoff, wie sie folgt aus den Versuchen von Townsend und Tizard[16]).

Wellen-Länge	Kreis-frequenz	Höhe über der Erdoberfläche (km)				
		50	60	75	100	150
10 km	1.89×10^5	1.26×10^{-4}	4.85×10^{-4}	5.3×10^{-3}	2.3×10^{-1}	4.15×10^2
1 km	1.89×10^6	1.26×10^{-3}	4.85×10^{-3}	5.3×10^{-2}	2.3	4.15×10^3
100 m	1.89×10^7	1.26×10^{-2}	4.85×10^{-2}	5.3×10^{-1}	2.3×10	4.15×10^4
10 m	1.89×10^8	1.26×10^{-1}	4.85×10^{-1}	5.3	2.3×10^2	4.15×10^5

Bei konstanter Frequenz nimmt das Leitvermögen g bei abnehmender Gasdichte (also wachsender Höhe) bis zu einem Maximum zu, um nachher wieder abzunehmen. Dagegen strebt die Verringerung der dielektrischen Konstante bei

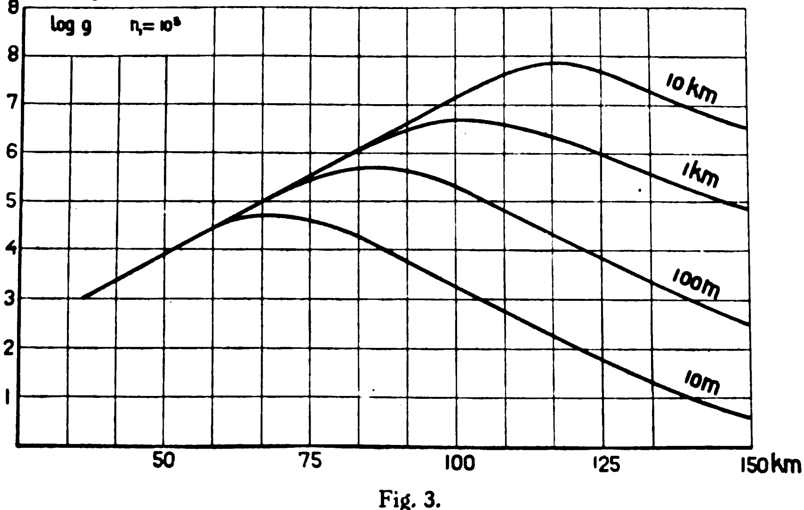


Fig. 3.

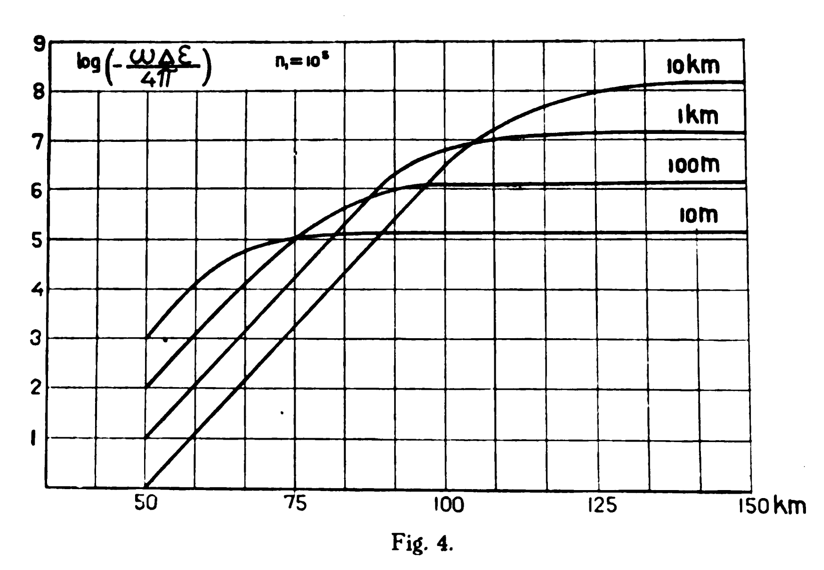


Fig. 4.

konstanter Frequenz einem asymptotischen Endwert zu. Beide Größen nehmen ab mit der Frequenz bei gleichem

[15]) Siehe oben S. 66.

[16]) Townsend und Tizard, Proc. Roy. Soc. London A, 88, S. 336, 1913.

Wert der Zahl $\frac{\omega l}{w_0}$. In Fig. 3 ist der (Brigg'sche) Logarithmus des Leitvermögens als Ordinate gegen die Höhe über dem Erdboden als Abszisse eingetragen, in Fig. 4 in derselben Weise der Logarithmus der Größe $-\frac{\omega \cdot \Delta\varepsilon}{4\pi}$. In beiden Fällen ist für die Ionendichte die Zahl $n_1 = 10^5$ an-

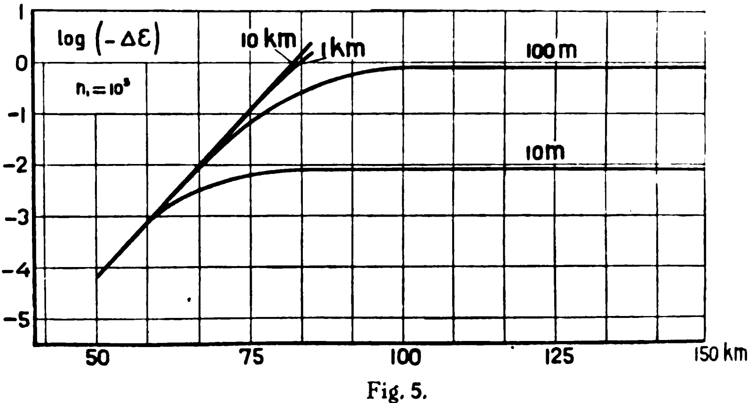


Fig. 5.

genommen. Diese Figuren illustrieren unmittelbar den Einfluß der Ionen auf den Leitungs- bzw. Verschiebungsstrom. Außerdem ist in Fig. 5 der Logarithmus von $-\Delta\varepsilon$ gegen die Höhe über der Erde eingetragen, gleichfalls bei der Ionendichte $n_1 = 10^5$. Die Teile dieser Kurven, wo $-\Delta\varepsilon \geq 1$, beziehen sich auf Gebiete, wo eine elektromagnetische Welle der betreffenden Wellenlänge sich nicht fortpflanzen kann (s. weiter unten S. 72).

Die Fig. 6 und 7 stellen bzw. die Größen log g und log $(-\Delta\varepsilon)$ vor unter Zugrundelegung der Ionendichten, die

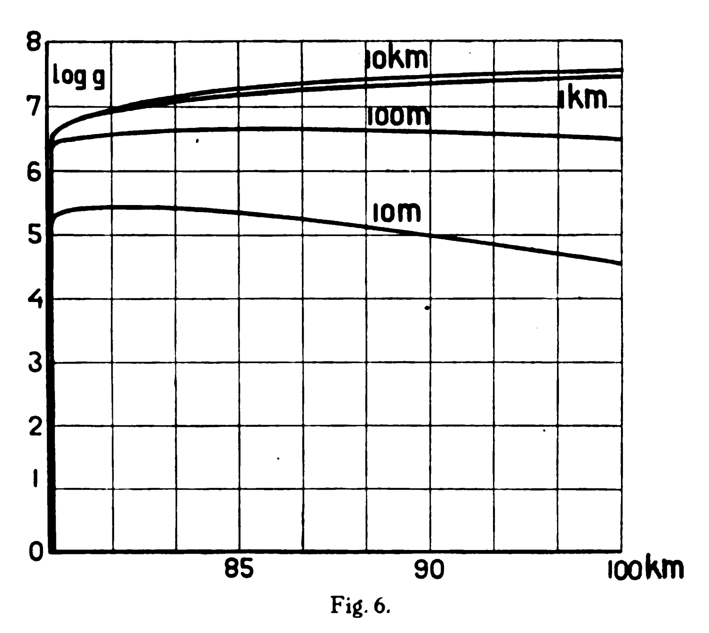


Fig. 6.

in Fig. 1 wiedergegeben sind, und stellen also die entsprechenden Größen vor für die permanent ionisierte Schicht. Dagegen stellen die Fig. 8 und 9 bzw. diese Größen vor für die Tagesschicht bei Zugrundelegung der in Fig. 2 wiedergegebenen Ionenzahlen. Wir ersehen aus den Figuren, daß das Verhalten der Größen g und ε in der permanent ionisierten Schicht viel mehr einer diskontinuierlichen Änderung gleicht als in der Tagesschicht.

5. Das Verhalten der elektromagnetischen Wellen wird ein ganz verschiedenes sein, je nachdem der Leitungsstrom



oder der zusätzliche Verschiebungsstrom der Ionen überwiegt.

Im ersten Falle ist die Absorption der Strahlen in den ionisierten Schichten stark, so daß der direkte Strahl sehr geschwächt wird. Dagegen ist aber die Reflexion an den leitenden Schichten zu berücksichtigen. Um über diese

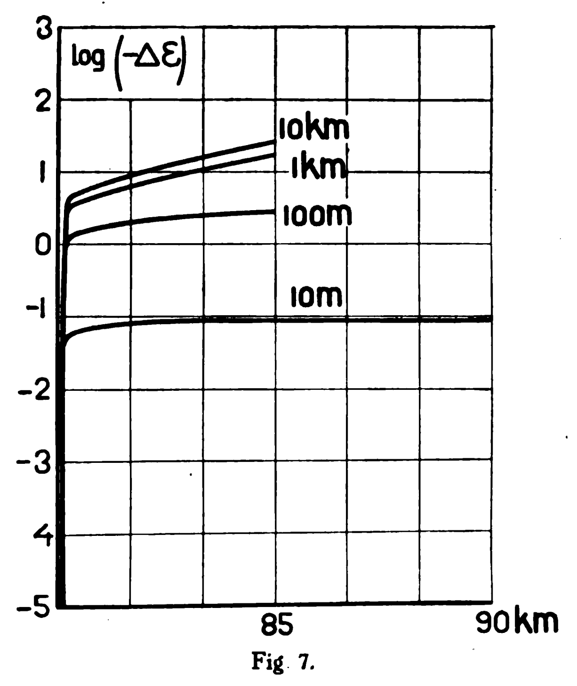


Fig. 7.

Reflexion etwas auszusagen, nehmen wir als Näherung an, daß das Leitvermögen sich mit der Höhe in exponentieller Weise ändert als e^{pz}. Diese Annahme wird für die bei der Reflexion der längeren Wellen am meisten beteiligten Schicht wohl zulässig sein, wenn man bedenkt, daß die Wellen eine

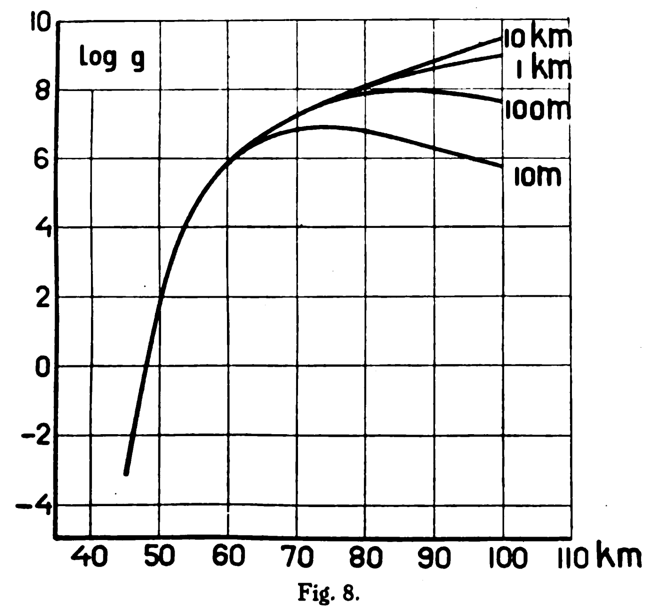


Fig. 8.

größere Höhe, wo das Leitvermögen sich nicht mehr proportional e^{pz} ändert, praktisch doch nicht mehr erreichen können. So kann angenommen werden, daß für Wellen oberhalb 1 km bei Tag die Höhe zwischen 50 und 60 km (s. Fig. 8), wo das Leitvermögen von etwa 10^{-19} *e. m. e.* bis 10^{-15} *e. m. e.* anwächst, am wirksamsten ist. Zwischen diesen Grenzen kann man den Verlauf von *log g* als nahezu linear annehmen, woraus folgt etwa $p = 1 \cdot 1$ (km $^{-1}$). Für kürzere Wellen wäre diese wirksame Schicht nach oben zu verschieben, woraus ein kleiner Wert für p folgen würde. Es läßt sich berechnen, daß die Amplitude, die reflektiert wird von einer Schicht, wo das Leitvermögen sich proportional e^{pz} ändert,

$$e^{-\frac{2\pi\omega \sin\zeta}{pc}} \tag{26}$$

beträgt, wenn die einfallende Amplitude gleich der Einheit ist. Hierin ist ζ der Winkel zwischen Strahlrichtung und Schicht, also das Komplement des Einfallswinkels, c die

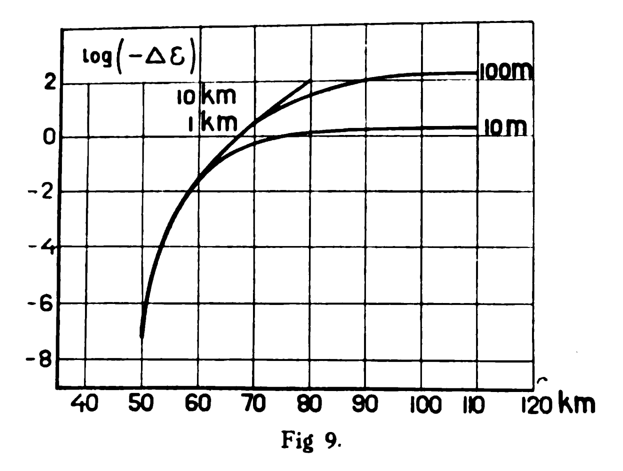


Fig 9.

Lichtgeschwindigkeit. Mit dem oben berechneten Wert von p und einer Wellenlänge von 10 km wird der Wert des Exponenten der e-Funktion in (26) etwa $-3 \cdot 5 \sin\zeta$. Bei sehr kleinem Winkel ζ können wir für (26) annähernd schreiben

$$1 - \frac{2\pi\omega \sin\zeta}{pc} \tag{27}$$

Andererseits hat Watson[17]) Übereinstimmung gefunden zwischen seiner theoretischen Formel, abgeleitet in der Voraussetzung, daß sich in der oberen Atmosphäre eine Fläche befindet, wo das Leitvermögen vom Nullwert diskontinuierlich auf den Wert von etwa $1 \cdot 4 \times 10^{-15}$ *e. m. e.* springt, und der für Wellenlängen von 2 bis 5 km empirisch aufgestellten Formel von Austin[18]). Nun ist die von einer leitenden Ebene reflektierte Amplitude, wenn das Komplement ζ des Einfallswinkels genügend klein ist[19]), ungefähr

$$1 - 4\zeta \sqrt{\frac{\pi g}{\omega}} \tag{28}$$

eine Näherung, die im Austinschen Wellenlängenbereich wohl gestattet sein dürfte bei dem oben angegebenen Wert des Leitvermögens. Vergleicht man (28) mit dem Ausdruck (27) für die Amplitude, die reflektiert wird von einer Schicht, wo das Leitvermögen sich proportional e^{pz} ändert, so wird Übereinstimmung gefunden für $\omega = 5 \cdot 6 \times 10^5$, welcher Wert einer Wellenlänge von $3 \cdot 4$ km entspricht, die also innerhalb des Gültigkeitsbereichs der Austinschen Formel liegt. Man kann also schließen, daß die hier auseinandergesetzte Auffassung der Tagesschicht der Größenordnung nach mit der Austinschen Formel in Einklang ist. Aus der Fig. 9 überzeugt man sich, daß in der Höhe, wovon die Rede war (50—60 km), und bei Wellen oberhalb 1 km, der Einfluß der Ionendichte auf die dielektrische Konstante (s. weiter unten)

[17]) Watson, Proc. Roy Soc. London A. **95**, S. 546, 1919.

[18]) Austin, Bull. Bur. of Stand. **7**, S. 315, 1911; **11**, S. 69, 1914; Proc. Inst. R E. **4**, 1916.

[19]) Der Winkel ζ bleibt, wenn man mit „Strahlen" rechnet, bei Fortpflanzung auf größere Abstände, wegen der Krümmung der Erde, immer kleiner als etwa 6°, wie eine einfache Rechnung ergibt.



zu vernachlässigen ist gegen die hier betrachtete Reflektion.

Ganz anders liegen die Verhältnisse, wenn $\frac{\omega l}{v_0}$ eine große Zahl ist, der Leitungsstrom also zu vernachlässigen ist gegen den zusätzlichen Verschiebungsstrom. Unter diesen Umständen ist die Absorption der Strahlen vernachlässigbar, weil aber die dielektrische Konstante sich mit der Höhe ändert, erleiden die Strahlen eine Krümmung. Die Zunahme der Ionendichte mit der Höhe bewirkt, daß der Winkel der Strahlen mit der vertikalen Richtung sich vergrößert, sie werden also von der Normalen ab gekrümmt, bis die Richtung bei genügend großer Ionendichte im Scheitelpunkt horizontal wird. Von da ab werden die Strahlen wieder nach unten gekrümmt, so daß sie die Erde wieder erreichen können. Aus dem Brechungsgesetz folgt unmittelbar, daß $n \cos \zeta$, worin n den Brechungsindex vorstellt, eine konstante Größe ist. Wenn der Strahl innerhalb der ionisierten Schicht, wo $n = 1$ zu setzen ist, die Richtung ζ_0 hat, so ergibt sich, weil $n = \sqrt{\varepsilon}$,

$$\cos \zeta_0 = \sqrt{\varepsilon} \cdot \cos \zeta \tag{29}$$

Im Scheitelpunkt ist $\zeta = 0$, woraus folgt

$$\cos \zeta_0 = \sqrt{\varepsilon} \tag{30}$$

Der Krümmungsradius der Strahlen beträgt, wie sich in einfacher Weise ergibt

$$\varrho = -\frac{2\,\varepsilon}{\cos \zeta \cdot \frac{d\,\varepsilon}{d\,z}} \tag{31}$$

Wenn $\varepsilon - 0$ wird für eine bestimmte Wellenlänge, so ist die Fortpflanzung von Wellen der betreffenden Wellenlänge unmöglich. An der Grenze $\varepsilon = 0$ findet eine Art Totalreflexion statt. Diese Erscheinung kann, weil dann $\varrho = 0$ wird, auch gedeutet werden als eine unendlich starke Strahlkrümmung.

Außer der Krümmung der Strahlen in dem Medium veränderlicher dielektrischer Konstante wird aber auch an den Schichten, wo diese Größe sich ändert, Reflexion stattfinden. Beide Erscheinungen wären erst richtig zu überblicken nach Lösung des betreffenden elektromagnetischen Problems. Nur in dieser Weise könnte quantitativ etwas ausgesagt werden über die Amplitude in bestimmten Entfernungen vom Sender. Die Strahlkrümmung wird jedenfalls desto kleiner sein, je höher die Frequenz ist, weil die Änderung des Logarithmus der dielektrischen Konstante mit der Höhe abnimmt mit steigender Frequenz. Hiermit hängt zusammen, daß die Reflexion mit zunehmender Frequenz abnehmen wird. Bei Aussendung kurzer elektromagnetischer Wellen bei Tag sind bekanntlich die Signale erst in einem gewissen Abstand vom Sender bemerkbar. Hoyt Taylor und Hulburt[20]) geben auf Grund von am Mittag angestellten Versuchen an, daß dieser Abstand („skipped distance") mit der Frequenz wächst. Bei den hohen Frequenzen, die zur Untersuchung dienten, wird der direkte Strahl von der Erdoberfläche vollständig absorbiert, wir brauchen also nur noch zu rechnen mit den gekrümmten bzw. reflektierten Strahlen. Der Scheitelpunkt der gekrümmten Strahlen liegt nach (30) bei gleichem Wert von ζ_0 desto höher, je größer die Frequenz ist. Die Absorption in der Tagesschicht wird also, weil das Leitvermögen in der Tagesschicht nur wenig von der Frequenz abhängig ist, bei den kurzwelligeren Strahlen einen größeren Einfluß haben. Hierin wird der Grund zu suchen sein, weshalb bei bestimmtem Wert von ζ_0 (also bei bestimmtem Abstand) die Wellen unterhalb einer gewissen Wellenlänge cet. par. nicht mehr bemerkbar sind. Wird ζ_0 kleiner, der Abstand also größer, dann liegt der Scheitelpunkt in geringerer Höhe und können kürzere Wellen empfangen werden. Zu diesem Einfluß der Absorption gesellt sich der oben erwähnte Umstand, daß die Reflexion desto schwächer wird, je höher die Frequenz ist.

Aus den zwei genannten Ursachen ist es also erklärlich, daß Strahlen, die ziemlich steil nach oben gerichtet sind, bei Tag die Erde nicht wieder erreichen können.

Bei Nacht sind die Verhältnisse aber ganz anders, einerseits, weil die Absorption in der permanent ionisierten Schicht weit geringer ist als in der Tagesschicht, andererseits, weil die Änderung von ε viel rascher ist. Die Erscheinung von „skipped distance" wird dann auch viel weniger ausgeprägt sein, so daß auch steil nach oben gerichtete Strahlen die Erde wieder erreichen werdn. Nun ist aber bei Nacht beobachtet worden, daß ganz kurze Wellen überhaupt nicht bemerkbar sind. Nach einer Mitteilung von Eckersley ereignet dies sich bei einer Wellenlänge von 17 Metern. Hieraus läßt sich etwas aussagen über die Ionendichte in der permanent ionisierten Schicht.

Oben sahen wir, daß die Strahlen bei veränderlicher dielektrischer Konstante allmählich gekrümmt werden und einen Scheitelpunkt erreichen für $\cos \zeta_0 = \sqrt{\varepsilon}$. Bei sehr hohen Frequenzen wird es nicht möglich sein, dieser Bedingung Genüge zu leisten, es sei denn, daß ζ_0 sehr klein wird, was wegen der Absorption der Erdoberfläche auch nicht möglich ist. Unter Heranziehung von (25) bekommen wir

$$\cos^2 \zeta_0 = 1 - \frac{4\,\pi\,n_1\,q^2}{m\,\omega^2} \tag{32}$$

Hieraus ließe sich, bei gegebenem Wert von ζ_0 und n_1, die Frequenz berechnen, wobei noch gerade ein Scheitelpunkt der Strahlen möglich ist, so daß die Strahlen noch gerade die Erde wieder erreichen können. Ist die Frequenz noch höher, so ist eine Rückkehr der Strahlen zur Erde unmöglich. Ist umgekehrt die Frequenz bekannt, wobei die Rückkehr nach der Erde unmöglich ist, sowie der Winkel ζ_0, so läßt sich eine gewisse Grenze für die maximale Ionendichte in der permanent ionisierten Schicht angeben. Nehmen wir schätzungsweise an, daß der Winkel ζ_0 etwa 30^0 beträgt, so bekommen wir mittels (32) und mit einer Wellenlänge von 17 Metern (s. oben) für n_1 rund 10^6. Diese Zahl ist der Bestimmung der Abszissen in Fig. 1 zugrunde gelegt worden. Wäre ζ_0 kleiner als 30^0, so würde sich eine kleinere Zahl n_1 berechnen. Umgekehrt kann man sagen, daß bei der berechneten Ionenzahl und bei kleinerem Winkel ζ_0, also bei größerem Abstand, der Empfang der Wellen auch noch bei größerer Frequenz möglich sein müßte.

Auch für die Tagesschicht wird es eine Wellenlänge geben, wofür die Beziehung (32) nicht mehr erfüllbar ist: wegen der größeren maximalen Ionendichte in dieser Schicht wird diese Frequenz höher sein als für die permanent ionisierte Schicht.

6. Nach dem vorstehenden läßt sich das Verhalten von Wellen verschiedener Wellenlänge sowohl bei Tag als bei Nacht in großen Zügen übersehen.

a) Lange Wellen ($\lambda > 1$ km) werden bei Nacht reflektiert sowohl durch den Einfluß der Ionen auf den Leitungsstrom als auf den dielektrischen Verschiebungsstrom. Beide Ursachen werden dann zusammenwirken, welche von beiden den größten Einfluß hat, müßte eine nähere Rechnung lehren. Die Reflexion wird desto geringer, je größer die Frequenz ist. In diesem Zusammenhang muß in Betracht gezogen werden, daß die ausgestrahlte Energie bei gleichem

[20]) Hoyt Taylor und Hulburt, Q.S.T. (Officiel Organ of the American Radio Relay League), October 1925, S. 12.

Antennenstrom und gleicher Strahlungshöhe mit der Frequenz zunimmt.

Bei Tag werden Wellen dieser Wellenlängen an der Tagesschicht reflektiert werden durch den Einfluß der Ionen auf das Leitvermögen. Hiervon war schon oben die Rede (s. S. 8). Der Einfluß der Ionen auf den dielektrischen Verschiebungsstrom wird zu vernachlässigen sein.

b) Mittellange Wellen (1 km $> \lambda >$ 100 m).

Strahlen dieser Wellenlängen werden bei Nacht gekrümmt durch den Einfluß der Ionen, so daß sie die Erde wieder erreichen können. Bei den längeren Wellen in diesem Bereich hat auch der Leitungsstrom einen Einfluß, der als Reflexion gedeutet werden kann, weil der Gradient des Leitvermögens größer ist als bei Tag, wird die reflektierte Amplitude bei derselben Wellenlänge auch größer sein.

Bei Tag wird auf Grund der Formel (26) die reflektierte Amplitude sehr klein sein in diesem Bereich, die Krümmung der Strahlen durch Ioneneinfluß würde genügend stark sein, aber die Absorption ist andererseits zu stark, um diesen Einfluß zur Geltung kommen zu lassen. Aus diesen Gründen ist einzusehen, warum dieser Wellenlängenbereich bei Tag ungünstig ist.

c) Kurze Wellen. (100 m $> \lambda >$ 20 m.)

Bei Nacht findet wieder Strahlkrümmung statt, der Leitungsstrom spielt in diesem Bereich keine Rolle mehr. Auch bei Tag wird der dielektrische Einfluß der Ionen der wichtigste sein und haben wir mit Strahlkrümmung bezw. Reflexion zu rechnen. Für die längeren Wellen in diesem Bereich wird aber die Absorption in der Tagesschicht so groß sein, daß diese Wellen bei Tag unbrauchbar sind.

d) Ultrakurze Wellen ($\lambda <$ 20 m).

Bei Nacht werden diese Wellen größtenteils unbrauchbar sein, weil, wie oben besprochen, Wellen von weniger als 17 m Wellenlänge dann nicht wieder nach der Erdoberfläche zurückgekrümmt werden.

Dagegen können Strahlen dieser Wellenlängen bei Tag die Erde wieder erreichen. Die Absorption wird keine erhebliche Rolle mehr spielen. Nur stellt die Ionendichte in der Tagesschicht der Wellenlänge auch hier eine untere Grenze, abhängig vom Winkel ζ_0[21]).

7. Schließlich sind noch einige Bemerkungen zu machen.

a) Für das elektromagnetische Feld in großer Entfernung vom Sender wird das hierauf bezügliche Energiediagramm maßgebend sein, d. h. die Richtung der vom Sender ausgesandten Strahlen und die Energieverteilung über die verschiedenen Richtungen. Wir haben nämlich gesehen, daß die weiteren optischen Erscheinungen (Reflexion, Strahlkrümmung usw.) in hohem Grade vom Winkel ζ_0 abhängig sind. Wenn also zu einer gewissen Zeit ein Sender A in einem entfernten Ort B nicht dasselbe Feld erzeugt wie B in A, obwohl Antennenstrom, Wellenlänge und Strahlungshöhe dieselben sind, so ist es sehr wohl möglich, ohne nach anderen Ursachen zu suchen, daß der Unterschied bedingt wird durch eine verschiedene Konfiguration des Senders nebst seiner Umgebung, wodurch die Strahlrichtung in beiden Fällen nicht genau dieselbe ist.

b) Die Ionendichte in der permanent ionisierten Schicht wird im allgemeinen starke Schwankungen zeigen, weil die Dichte der einfallenden α-Strahlen sehr veränderlich sein wird. Dadurch können stellenweise „Ionenwolken" entstehen. Es ist sehr wohl möglich, daß gewisse „Freak"-Erscheinungen in der Weise erklärt werden müssen. Auch die Unregelmäßigkeit der Nachtsignale wird mit der schwankenden Ionendichte in der permanent ionisierten Schicht in Zusammenhang stehen. In der Tagesschicht dagegen werden die Erscheinungen regelmäßiger sein, weil die Sonnenstrahlung weniger stark schwanken wird.

c) Bekanntlich vollzieht sich der Übergang vom Tageszustande in den Nachtzustand und umgekehrt innerhalb einiger Minuten. Dies ist nicht in Einklang mit den oben erwähnten L a n g e v i n schen Versuchen. Wenn man die hieraus folgende (s. S. 67) Rekombinationskonstante in Betracht zieht, so müßte der Übergang weit langsamer erfolgen. Es ist aber möglich, daß Strömungen in den oberen Atmosphären gerade zur Zeit des Sonnenunter- bezw. -aufgangs die Zerstreuung der Ionen bewirkt. Auch wäre es möglich, daß die Extrapolation der L a n g e v i n schen Versuche für ganz geringe Gasdichten nicht erlaubt ist.

Zusammenfassung.

Es wird eine Vorstellung ausgearbeitet für die Entstehung der Ionisation der oberen Atmosphäre (Heaviside-Schicht). Die von der Sonne ausgesandten α-Strahlen dürften eine permanente Ionisation hervorrufen, während bei Tag außerdem die Wellenstrahlung der Sonne tätig ist. Unter Vereinfachung der Annahme wird mit Hilfe dieser Vorstellungen die Ionenzahl berechnet. Es ergibt sich für die permanent ionisierte Schicht eine Höhe von etwa 80 km, für die Tagesschicht 50 bis 60 km, die erstere ist weit schärfer begrenzt als die zweite.

Weiter werden die elektrischen Konstanten der oberen Atmosphäre berechnet und mit Figuren erläutert.

Es wird das Verhalten der verschiedenen Wellenlängen auf Grund dieser Rechnungen, sowohl bei Tag als bei Nacht, auseinandergesetzt. In mehreren Hauptpunkten können die Erfahrungen in dieser Weise erklärt werden.

D e l f t (Holland), im Dezember 1925.

(Eingegangen am 11. 1. 1926.)

[21]) Aus einer eben erschienenen Arbeit von R u k o p (Telefunken-Zeitung Nr. 42, 1926) geht hervor, daß die hier beschriebenen Erscheinungen bei den ultrakurzen Wellen sich tatsächlich ereignen, daß aber auch die Verhältnisse in diesem Wellenlängenbereich sowohl bei Tag als bei Nacht recht schwankend sind. Vielleicht dürfte dies im Zusammenhang stehen mit der Veränderlichkeit der von der Sonne ausgesandten korpuskularen und kurzwelligen Strahlungen.

Über die Bestimmung der Glühfadentemperatur in Elektronenröhren.

Von **H. G. Möller** und **F. Detels.**

Die Abhängigkeit des Sättigungsstromes von der Temperatur des Glühfadens ist durch die Richardsonsche Formel:

$$J_s = A \sqrt{T}\, e^{-\frac{\varepsilon \Phi}{KT}}$$

oder durch die Davissonsche Formel

$$J_s = A_1 T^2 e^{-\frac{\varepsilon \Phi_0}{KT}}$$

gegeben, worin A und A_1 Konstanten, Φ die von der Temperatur unabhängig angenommene Austrittsarbeit, Φ_0 die Austrittsarbeit bezogen auf $T = 0$, bedeutet. Ferner sind bezeichnet die absolute Temperatur mit T, die molekulare Gaskonstante mit $K = 1{,}34 \cdot 10^{-16}$ erg/sec., die Elektronenladung mit $\varepsilon = 4{,}67 \cdot 10^{-10}$ elstat. cgs.,

$$\varepsilon/K = \frac{1}{8.6} \cdot 10^{-5} \, \frac{{}^0C}{V}\,.$$

Wird nun durch eine Verbesserung der Glühfadenherstellung eine Erhöhung des Sättigungsstromes erzielt, so kann das entweder daran liegen, daß die Austrittsarbeit verringert wurde. Dies ist nach Langmuir z. B. bei Verbesserung der Bedeckung des Wolframfadens mit Thorium der Fall. Es kann aber auch die Austrittsarbeit von vornherein niedrig sein und die Konstante A bezw. A_1 durch die betreffende Verbesserung erhöht worden sein.

Um derartige Fragen, die für die weitere Vervollkommnung des Fadenmaterials wichtig sind, zu untersuchen, muß man die Konstanten der Richardsonschen Gleichung experimentell ermitteln. Der Sättigungsstrom ist, falls nicht schlechtes Vakuum stört, leicht zu messen, nur die Bestimmung der Temperatur bereitet Schwierigkeiten.

Zur Temperaturbestimmung stehen folgende Methoden zur Verfügung:

a) Optisch mit einem der gebräuchlichen Pyrometer [1]) oder photographisch. Diese Methode scheidet meist aus, da das Strahlungsvermögen des Glühfadens unbekannt ist und außerdem der Glühfaden vom Anodenzylinder verdeckt ist.

b) Durch Thermoelement. Die an den Glühfaden befestigten Drähte des Thermoelementes kühlen so stark, daß sie die Temperaturangabe stark fälschen.

c) Durch Ermittlung der Widerstandserhöhung des Glühfadens. Die Methode ist zweifellos die handlichste. Sie enthält aber folgende Fehlerquelle: Durch die dicken Zuleitungen werden die Enden des Glühdrahtes gekühlt. Die Glühdrahttemperatur ist ungleichmäßig. Die Messung der Temperatur aus der Widerstandserhöhung ergibt den Mittelwert der Temperatur. Um die für die Emission in Frage kommende Temperatur der Fadenmitte zu erhalten, muß man die gemessene mittlere Temperatur um einen Prozentsatz erhöhen, der von der Temperatur, der Fadenlänge und der Art der Glühdrahtbefestigung (Quetschung oder Schweißung) abhängt. Sie ist also für genaue Messungen auch nur nach vorheriger Eichung nach einer exakten Methode zu gebrauchen. Die Differenz zwischen der Temperatur der Fadenmitte und der mittleren Fadentemperatur beträgt bei Verstärkerröhren 10 bis 15%.

d) Eine neue Methode, ohne die genannten Schwierigkeiten und ohne alle optischen Eichungen die Fadentemperatur zu ermitteln, besteht nun in der Aufnahme der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung der den Glühdraht verlassenden Elektronen. Solange die Gültigkeit des Maxwellschen Verteilungsgesetzes für die Elektronen dicht auf der Glühdrahtoberfläche angenommen werden darf, muß diese Methode exakte Werte liefern. Zur Ausführung der Messung schaltet man Gitter und Anode zusammen, legt eine Gegenspannung von φ Volt an und mißt den Elektronenstrom J. Nach Schottky ist dann J durch die Formel

$$J = J_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\eta}\, e^{-\eta} \qquad \eta = \varepsilon\varphi/KT$$

gegeben. Durch Logarithmieren und Differenzieren erhält man

$$\ln J/J_s = -\varepsilon\varphi/KT + {}^1/_2 \ln \varepsilon\varphi/KT + C \text{ und}$$

$$\frac{d \ln J}{d\varphi} = -\varepsilon/KT + \frac{1}{2\varphi}.$$

Da ε/KT für $T = 1000^0$ bereits den Wert $\frac{1}{8{,}6 \cdot 10^{-5} \cdot 1000} \approx 12$ hat, kommt bei Gegenspannungen von einigen Volt das 2. Glied $\frac{1}{2\varphi}$ nicht mehr in Frage. Wir erhalten zur Temperaturbestimmung die sehr einfache Näherungsformel:

$$d\ln J/d\varphi = -\varepsilon/KT \text{ oder } T = -\frac{\varepsilon}{K}\, d\varphi/d\ln J \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1.)$$

Diese Methode hat den großen Vorteil, daß man direkt die Temperatur der emittierenden Substanz, die man wissen will, erhält. Merkwürdigerweise findet man aber häufig zu hohe Temperaturen [2]).

Der Zweck dieser Mitteilung ist es, die Fehlerquellen dieser neuen Methode zu besprechen und die Bedingungen abzuleiten, unter denen man arbeiten muß, um einwandfreie Temperaturbestimmungen zu erhalten.

1. Gedankengang.

Zwischen Glühdraht und Anode bildet sich eine Raumladung aus, die den Verlauf des Potentials wesentlich bedingt. In Fig. 1 ist der Verlauf des Potentials für verschiedene Anodenpotentiale gezeichnet. Wir erkennen, daß die φ-r-Kurven oder deren gestrichelt gezeichneten analytischen Fortsetzungen Minima aufweisen. Je niedriger das Anodenpotential ist, um so weiter rückt das Potentialminimum von der Kathode ab bis auf die Anode und darüber hinaus. Liegt das Minimum außerhalb der Anode in der analytischen Fortsetzung, so ist das Anodenpotential das größte, gegen das die Elektronen anlaufen müssen. Setzt man in Formel 1 für φ das Anodenpotential ein, so muß man richtige Werte für die Temperatur bekommen. Liegt aber das Potential-

[1]) Zum Beispiel Mikropyrometer von Dr. Goetze, Göttingen.

[2]) Schottky, Ann. **44**, S. 1011, 1914; Verh. d. D. Phys. Ges. **16**. S. 492, 1914. — L. H. Germer, Phys. Rev. **25**, S. 795, 1925. — Rothe, Dissertation des Dresdener Institutes für Schwachstromtechnik. — Zeitschr. f. techn. Phys. **12**, S. 633, 1925.

minimum zwischen Glühdraht und Anode, so ist das Minimumpotential die größte Gegenspannung, gegen die die Elektronen anlaufen müssen. Um richtige Temperaturwerte

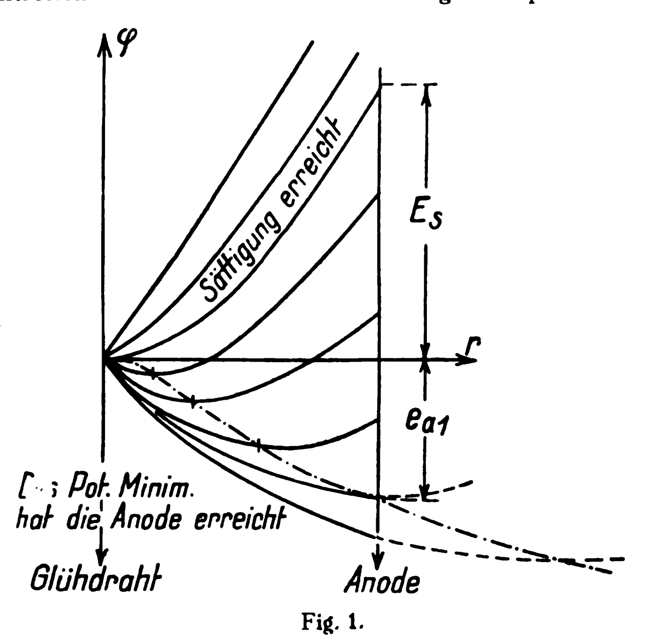


Fig. 1.

zu erhalten, müßte man die Minimumwerte in Formel 1 einsetzen. Setzt man fälschlicherweise die Anodenpotentiale ein, so erhält man den in Fig. 2 dargestellten Verlauf der

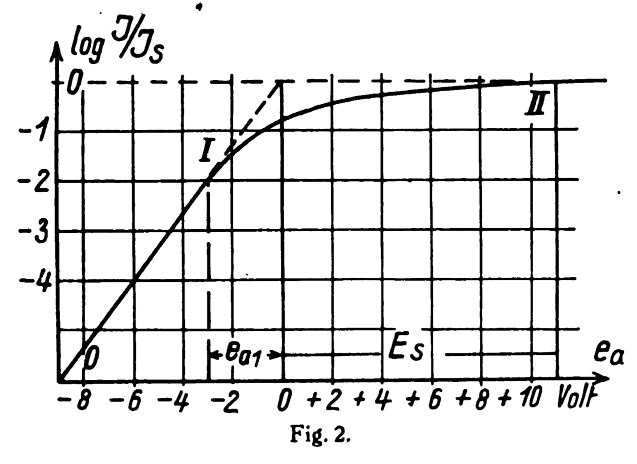


Fig. 2.

$\ln J$-e_a-Kurve. Unterhalb des Wertes $e_a = e_{a1}$ (zwischen 0 und I), bei dem das Potentialminimum bis auf die Anode gewandert ist, verläuft sie geradlinig und ist zur Temperaturbestimmung brauchbar, oberhalb (zwischen I und II) verläuft sie flacher und gekrümmt und ergibt ($d\ln J/d\varphi$ steht im Nenner!) zu hohe Temperaturen. Würde man oberhalb $e_a = e_{a1}$ die Werte der Potentialminima an Stelle der Anodenpotentiale einsetzen, so würde man die gestrichelte gerade Fortsetzung erhalten.

Allgemein ergibt die vorgetragene qualitative Überlegung: Man sorge dafür, daß die Raumladung so stark ausgebildet ist, daß das Potentialminimum außerhalb der Anode in der analytischen Fortsetzung liegt. Die Mittel hierfür sind: Hohe Heizung, Verwendung gut emittierender Drähte, enger Anodenzylinder, hohe Gegenspannungen.

Um einen Anhalt zu haben, welche Gegenspannung man wenigstens anlegen muß, um in den geradlinigen, für die Temperaturmessung brauchbaren Teil der Kurve (Fig. 2) zu kommen, soll der Wert des Minimumpotentials e_{a1} berechnet werden, das im Anodenzylinder liegt; es wird von der Temperatur T und dem Fadenmaterial, das durch den Sättigungsstrom J_s für 1 cm Glühdrahtlänge charakterisiert sein soll, Glühfadenradius r_d und Anodenradius r_a abhängen [3]).

2. Gang der Rechnung.

Zunächst soll aus der Abhängigkeit der Stromstärke vom Gegenpotential die Dichte der Raumladung als Funktion des Gegenpotentials berechnet werden; die Methode sei am ebenen Problem (ebenes Glühblech gegenüber paralleler ebener Anode) erläutert und dann auf das zylindrische Problem (Glühdraht in der Achse einer zylindrischen Anode) übertragen.

Dann soll der Wert der Raumladungsdichte ϱ in die Poissonsche Gleichung

$$\Delta \varphi = 4\pi\varrho \text{ (+ Zeichen, da Elektronenladung negativ)}$$

eingesetzt und der räumliche Verlauf des Potentials zwischen Potentialminimum und Anode berechnet werden.

Schließlich soll eine einfache Näherungsformel für das Gegenpotential e_{a1}, das man überschreiten muß, um richtige Temperaturwerte zu erhalten, in Abhängigkeit von J_s, T und r aufgestellt werden.

Zunächst möchte ich eine kurze Ableitung der Schottkyschen Formel angeben.

3. Kurze Ableitung der Schottkyschen Formel

$$J = J_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{n}\, e^{-n}$$

für das zylindrische Problem.

Als Vereinfachung wollen wir annehmen, daß die Elektronen radial auf dem Anodenzylinder ankommen [4]). Die Ladungsdichte der Elektronen, deren Geschwindigkeit zwischen ξ und $\xi + d\xi$, η und $\eta + d\eta$, ζ und $\zeta + d\zeta$ liegt, sei nach dem Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetz

$$d\varrho = C' e^{-\frac{m}{2KT}(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)}\, d\xi\, d\eta\, d\zeta$$

ζ liege dem Glühfaden parallel. Die Stromstärke ist dann

$$J = C' \int \sqrt{\xi^2+\eta^2}\, e^{-\frac{m}{2KT}(\xi^2+\eta^2)}\, e^{-\frac{m}{2KT}\zeta^2}\, d\xi d\eta \cdot d\zeta$$

oder falls wir für $\sqrt{\xi^2+\eta^2}$ die Radialgeschwindigkeit $\mathfrak{v}$, für $d\xi\, d\eta$ $2\pi\mathfrak{v}\, d\mathfrak{v}$ einsetzen

$$J = C' \int_{v_0}^{\infty} \mathfrak{v}\, e^{-\beta \mathfrak{v}^2}\, 2\pi\mathfrak{v}\, d\mathfrak{v} \int_0^{\infty} e^{-\beta\zeta^2}\, d\zeta$$

wobei β zur Abkürzung für $\frac{m}{2KT}$ gesetzt ist.

Die untere Grenze v_0 des ersten Integrals stellt die Minimalgeschwindigkeit dar, die nötig ist, um die Gegenspannung φ zu überwinden:

$$v_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varphi}{m}}.$$

Das 2. Integral ergibt $\frac{1}{2}\sqrt{\pi/\beta}$. Diesen Faktor vereinigen wir mit C' zu

$$C = \frac{C'}{2}\sqrt{\pi/\beta}.$$

[3]) Schottky schließt e_{a1} zwischen 2 Grenzen Ω_1 und Ω_2 ein Verhandl. d. D. Phys. Ges. 16, S. 492, 1914.

[4]) Wir legen weiterhin der Vorstellung eine Röhre zugrunde, die nur Glühdraht und Anode und kein Gitter hat. Die Versuche lassen sich mit Röhren mit Gitter ebenfalls anstellen, wenn man Gitter und Anode zusammenschaltet. An Stelle des Anodenradius r_a tritt dann der Gitterradius.

$$J = \pi C \int_{v_0}^{\infty} e^{-\beta v^2} 2 v^2 d v.$$

Durch partielle Integration erhalten wir:

$$J = \frac{\pi C}{\beta} \left\{ \left[- v e^{-\beta v^2} \right]_{v_0}^{\infty} + \int_{v_0}^{\infty} e^{-\beta v^2} d v. \right\}$$

Für $v_0 = 0$ erhalten wir den Sättigungsstrom, alle Elektronen, auch die langsamsten, fliegen zur Anode. Das erste Integral verschwindet, wir erhalten:

$$J_s = \frac{\pi C}{\beta} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\beta}}.$$

Hieraus bestimmen wir C.

$$C = J_s \, 2 \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{3/2}.$$

Für größere v_0-Werte (Gegenpotentiale von einigen Volt) verschwindet das 2. Integral. Für J erhalten wir:

$$J = J_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} v_0 \sqrt{\beta} \, e^{-\beta v_0^2}$$

Nun ist aber

$$\beta = \frac{m}{2KT}; \quad \beta v_0^2 = \frac{m v_0^2}{2KT} = \frac{\varepsilon \varphi}{KT} = \mathfrak{n}.$$

$\mathfrak{n} = \varepsilon\varphi / KT$ sei als reduziertes Potential bezeichnet. Dies eingesetzt, gibt die Schottkysche Formel:

$$J = J_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\mathfrak{n}} \, e^{-\mathfrak{n}}$$

auf einfache Weise.

4. Berechnung der Raumladungsdichte ϱ als Funktion von φ und r.

In der Literatur findet man meist die Formel

$$\varrho = \varrho_0 \, e^{-\varepsilon\varphi/KT}$$

angegeben. Diese Formel wird thermodynamisch begründet. Die isotherme Kompressionsarbeit $K\,T\,ln\,\varrho/\varrho_0$ sei gleich der Arbeit der elektrostatischen Kräfte $\varepsilon\,\varphi$. Diese Betrachtung ist nur streng gültig, wenn es sich um thermodynamische Gleichgewichte handelt; d. h. wenn die Geschwindigkeitsverteilung die Maxwellsche ist und keine Richtung bevorzugt wird. In der Nähe der Anode ist dies sicher nicht mehr der Fall. Hier überwiegen die Geschwindigkeiten auf die Anode zu zweifellos die von der Anode weggerichteten. Wenn also auch die thermodynamische Formel für größere Entfernungen von der Anode eine gute Nährung bildet, so wollen wir doch die strenggültige Beziehung zwischen ϱ und φ ableiten und abschätzen, welchen Fehler wir bei Verwendung der üblichen thermodynamischen Formel begehen. Wir wollen zunächst das ebene Problem: Glühblech gegenüber ebener paralleler Anode, als das einfachere behandeln.

In unmittelbarer Nähe des Glühbleches ist die Dichte $d\varrho$ der Elektronen, deren Geschwindigkeit zwischen ξ und $\xi + d\xi$ liegt

$$d\varrho = C e^{-\beta \xi^2} d\xi.$$

nach dem Maxwellschen Gesetz.

Nachdem die Elektronen gegen das Potential φ angelaufen sind, ist ihre Geschwindigkeit auf ξ' herabgesunken

$$\xi'^2 = \xi^2 - 2\,\varepsilon\varphi/m.$$

Nach der Kontinuitätsgleichung: Stromdichte

$$i = \varrho\xi = \varrho'\xi',$$

erhöht sich die Dichte der betrachteten Elektronen auf

$$d\varrho' = C \frac{\xi}{\xi'} e^{-\beta(\xi'^2 + 2\varepsilon\varphi/m)} d\xi.$$

Führen wir für ξ als Variable ξ' ein, so erhalten wir:

$$2\,\xi' d\,\xi' = 2\,\xi\,d\,\xi; \quad d\,\xi = \xi'/\xi\,d\,\xi' \text{ und}$$

$$d\varrho' = C e^{-\beta \frac{2\varepsilon\varphi}{m}} e^{-\beta\xi'^2} d\xi' = C e^{-\frac{\varepsilon\varphi}{KT}} e^{-\beta\xi'^2} d\xi',$$

$$\text{da } \beta = \frac{m}{2KT}.$$

Die Stelle mit dem Potential φ wird nun von allen Elektronen, deren Geschwindigkeit größer als

$$\xi_0 = \sqrt{2\,\varepsilon\varphi/m}$$

einmal auf dem Hinwege und von denen, deren Geschwindigkeit außerdem kleiner als

$$\xi_a = \sqrt{2\,\varepsilon\,e_a/m}$$

ist, die also zwischen der Stelle mit dem Potential φ und der Anode mit dem Potential e_a umkehren, auch noch einmal auf dem Rückwege durchlaufen. Die Dichte ist also

$$\varrho = \int_{\xi_0}^{\infty} d\varrho' + \int_{\xi_0}^{\xi_a} d\varrho' = 2 \int_{\xi_0}^{\infty} d\varrho' - \int_{\xi_a}^{\infty} d\varrho'.$$

Setzt man für $d\varrho'$ die Werte ein und berücksichtigt man, daß ξ' von 0—∞ läuft, wenn ξ von ξ_0 bis ∞ läuft, so erhält man:

$$\varrho = 2\,C e^{-\varepsilon\varphi/KT} \int_0^{\infty} e^{-\beta\xi'^2} d\xi' - C e^{-\varepsilon\varphi/KT} \int_{\xi_a - \xi_0}^{\infty} e^{-\beta\xi'^2} d\xi'.$$

Solange $\xi_a - \xi_0$ noch einigermaßen groß ist, kann man das 2. Integral vernachlässigen, und man erhält

$$\varrho = \frac{2C}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\beta}} \, e^{-\varepsilon\varphi/KT}.$$

Da für $\varphi = 0$ $\varrho = \varrho_0$ sein soll, erhält man für

$$C \sqrt{\frac{\pi}{\beta}} = \varrho_0$$

und somit die anfänglich erwähnte thermodynamische Formel

$$\varrho = \varrho_0 \, e^{-\varepsilon\varphi/KT}.$$

Sie ist gültig, bis auf den Fehler

$$\sqrt{\frac{\beta}{\pi}} \, \varrho_0 \, e^{-\varepsilon\varphi/KT} \int_{\xi_a - \xi_0}^{\infty} e^{-\beta\xi'^2} d\xi'.$$

In größerer Entfernung von der Anode ist dieser Fehler verschwindend klein, dicht an der Anode $(\xi_a - \xi_0 = 0)$ erreicht er aber den Wert

$$\frac{\varrho_0}{2} e^{-\varepsilon\varphi/KT}.$$

Der Wert für ϱ sinkt auf die Hälfte des thermodynamisch berechneten.

Übertragung auf das zylindrische Problem. Während beim ebenen Problem die y- und z-Komponenten überall nach Maxwell verteilt waren und auch bis dicht an die Anode heran noch Elektronen umkehrten, neben positiven x-Komponenten der Geschwindigkeit auch negative vorkamen, die Verteilung also als maxwellisch angesehen und die thermodynamischen Formeln angewandt werden konnten, ist dies beim zylindrischen Problem nicht mehr der Fall. Wohl kommen positive und negative Radialgeschwindigkeiten bis dicht an die Anode vor, die Tangential-



geschwindigkeiten fehlen aber bereits in einer Entfernung vom Glühdraht von einigen Glühdrahtdurchmessern praktisch völlig. Die Anwendung der thermodynamischen Formel wird also jetzt falsch werden. Die hier dargestellte Methode läßt sich hingegen ohne weiteres übertragen.

In unmittelbarer Nähe des Glühdrahtes ist die Dichte der Elektronen, deren Radialgeschwindigkeit zwischen $\mathfrak{v}$ und $\mathfrak{v} + d\mathfrak{v}$ liegt, nach Maxwell

$$d\varrho = C e^{-\beta \mathfrak{v}^2} 2\pi \mathfrak{v} d\mathfrak{v}.$$

Nachdem die Elektronen die Strecke r durchschritten und gegen das Potential φ angelaufen sind, haben sie eine Geschwindigkeit $\mathfrak{v}'$

$$\mathfrak{v}'^2 = \mathfrak{v}^2 - 2\,\varepsilon\varphi/m.$$

Nach der Kontinuitätsgleichung: Strom für den cm Glühdrahtlänge

$$i = 2\pi r_d \varrho \mathfrak{v} = 2\pi r \varrho' \mathfrak{v}'; \quad r_d \text{ -- Glühdrahtradius}$$

gilt

$$d\varrho' = C \frac{r_d}{r} \frac{\mathfrak{v}}{\mathfrak{v}'} e^{-\beta \mathfrak{v}^2} 2\pi \mathfrak{v}\, d\mathfrak{v}.$$

Führen wir als neue Variable $\mathfrak{v}'$ ein, erhalten wir analog

$$d\varrho' = 2\pi C \frac{r_d}{r} e^{-\varepsilon\varphi/KT} e^{-\beta \mathfrak{v}'^2} \frac{\mathfrak{v}}{\mathfrak{v}'} \mathfrak{v}' d\mathfrak{v}'.$$

Es gilt wieder

$$\varrho = 2\int_{v_0}^{\infty} d\varrho' - \int_{v_a}^{\infty} d\varrho'.$$

oder in größerer Entfernung von der Anode:

$$\varrho = 2\int_{v_0}^{\infty} d\varrho'.$$

Das Integral lösen wir durch partielle Integration.

$$\varrho = 2\pi C \frac{r_d}{r} e^{-\varepsilon\varphi/KT} \left\{ \left[\mathfrak{v} \int_{\mathfrak{v}}^{\infty} e^{-\beta \mathfrak{v}'^2} d\mathfrak{v}' \right]_0^{\infty} - \int_0^{\infty} \frac{d\mathfrak{v}}{d\mathfrak{v}'} \int_{\mathfrak{v}}^{\infty} e^{-\beta \mathfrak{v}'^2} d\mathfrak{v}' \right\}$$

$$\int_{\mathfrak{v}}^{\infty} e^{-\beta \mathfrak{v}'^2} d\mathfrak{v}' = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{\beta}} - \Phi(\mathfrak{v}') = \Psi(\mathfrak{v}'),$$

wobei $\Phi(\mathfrak{v}')$ das Fehlerintegral ist.

Für $\mathfrak{v}' = 0$ ist $\Phi = 0$, für $\mathfrak{v}' = \infty$ $\Phi = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{\beta}}$ oder

für $\mathfrak{v}' = 0$: $\Psi(\mathfrak{v}') = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{\beta}}$, für $\mathfrak{v}' = \infty$: $\Psi = 0$.

Setzen wir die Werte ein, so erhalten wir

$$\varrho = 4\pi C \frac{r_d}{r} e^{-\varepsilon\varphi/KT} \left\{ \mathfrak{v} \cdot \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{\beta}} - \int_0^{\infty} \frac{d\mathfrak{v}}{d\mathfrak{v}'} \Psi(\mathfrak{v}')\, d\mathfrak{v}' \right\}$$

$$\frac{d\mathfrak{v}}{d\mathfrak{v}'} = \frac{\mathfrak{v}'}{\mathfrak{v}}$$

ist für kleine $\mathfrak{v}'$ Werte sehr klein, und für größere $\mathfrak{v}'$ Werte wird $\Psi(\mathfrak{v}')$ sehr klein. Das 2. Integral kann vernachlässigt werden und wir erhalten, wenn wir für $\varepsilon\varphi/KT$ wieder $\mathfrak{n}$, für $\mathfrak{v}$ $\sqrt{\mathfrak{n}\beta}$ einsetzen:

$$\varrho = 4\pi C \frac{r_d}{r} e^{-\mathfrak{n}} \sqrt{\mathfrak{n}} \frac{1}{2}\sqrt{\pi}.$$

Die Dichte an der Anode, bezw. im Potentialminimum sei ϱ_m, die Größe des Potentialminimums $\mathfrak{n}_m$. Dann bestimmen wir C aus

$$\varrho_m = 4\pi C \frac{r_d}{r_m} e^{-\mathfrak{n}_m} \sqrt{\mathfrak{n}_m} \frac{1}{2}\sqrt{\pi}$$

und erhalten

$$\varrho = 2\varrho_m \frac{r_m}{r} e^{-\mathfrak{n} + \mathfrak{n}_m} \sqrt{\frac{\mathfrak{n}}{\mathfrak{n}_m}}. \text{ [5]}$$

Zählen wir die Potentialangaben vom Potentialminimum aus: $-\mathfrak{n} + \mathfrak{n}_m = n$, so erhalten wir

$$\varrho = 2\varrho_m \frac{r_m}{r} e^{+n} \sqrt{\frac{\mathfrak{n}_m - n}{\mathfrak{n}_m}} = 2\varrho_m \frac{r_m}{r} e^{+n} \sqrt{1 - \frac{n}{\mathfrak{n}_m}}$$

$$\approx 2\varrho_m \frac{r_m}{r} e^{+n}.$$

In unmittelbarer Nähe des Glühdrahtes wird der Ausdruck ungültig. Er würde $\varrho = 0$ ergeben. Es liegt das daran, daß man dort

$$\int_0^{\infty} \frac{\mathfrak{v}'}{\mathfrak{v}} \Psi(\mathfrak{v}') d\mathfrak{v}' \quad \text{nicht mehr streichen darf.}$$

Da wir also doch nur in der Nähe des Potentialminimums richtig rechnen, können wir auch die weitere Vereinfachung $\frac{n}{\mathfrak{n}_m} \ll 1$ benutzen.

Plausibelmachen läßt sich das Endresultat durch die Bemerkung: Rechne auch im zylindrischen Fall mit der thermodynamischen Beziehung:

$$\varrho = \varrho_m e^{+n},$$

Korrigiere aber diese Formel durch den Faktor $\frac{r_m}{r}$, der die Kompression bei Verkleinerung des Radius angibt; und durch den Faktor 2 wegen der zurückkehrenden Elektronen.

5. Berechnung des räumlichen Potentialverlaufes nach der Gleichung $\Delta\varphi = 4\pi\varrho$.

Wir transformieren $\Delta\varphi$ zunächst auf Polarkoordinaten

$$\Delta\varphi = \frac{d^2\varphi}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d\varphi}{dr}$$

und substituieren $r = r_m e^{\gamma}$. Wir erhalten dann

$$\frac{d\varphi}{dr} = \frac{d\varphi}{r d\gamma}; \quad \frac{d^2\varphi}{dr^2} = \frac{1}{r}\frac{d}{d\gamma}\left(\frac{1}{r}\frac{d\varphi}{d\gamma}\right) = \frac{1}{r^2}\frac{d^2\varphi}{d\gamma^2} - \frac{1}{r^2}\frac{d\varphi}{d\gamma} \quad \text{und}$$

$$\Delta\varphi = \frac{1}{r^2}\frac{d^2\varphi}{d\gamma^2} = \frac{1}{r_m^2}\frac{d^2\varphi}{d\gamma^2} e^{-2\gamma}.$$

Aus $\Delta\varphi = 4\pi\varrho$ erhält man durch Einsetzen der Werte:

$$\frac{d^2\varphi}{d\gamma^2} = 2.4\pi \varrho_m r_m^2 e^{+\left(\frac{\varepsilon\varphi}{KT} + \gamma\right)}$$

mit den Grenzbedingungen: Für $\gamma = 0$

$$\varphi = o \text{ u. } \frac{d\varphi}{d\gamma} = o. \quad \text{(Potentialminimum!)}$$

Zur Lösung substituiere:

$$\psi = \frac{\varepsilon\varphi}{KT} + \gamma; \quad \frac{d\varphi^2}{d\gamma^2} = \frac{KT}{\varepsilon}\frac{d^2\psi}{d\gamma^2} = 8\pi\varrho_m r_m^2 e^{\psi}$$

mit der Grenzbedingung: Für $\gamma = 0$, $\varphi = 0$, $\psi = 0$ und $\frac{d\psi}{d\gamma} = 1$.

---

[5]) Der Faktor 2 ist wegen der zurückkehrenden Elektronen hinzuzufügen.

Multipliziere mit

$$\frac{d\psi}{d\gamma}\,d\gamma = d\psi$$

und integriere:

$$\left(\frac{d\psi}{d\gamma}\right)^2 = 2\cdot 8\pi\frac{\varepsilon}{KT}\varrho_m r_m^2 e^{\psi} = A e^{\psi} + C;$$

wobei zur Abkürzung:

$$A = \frac{16\pi\varepsilon\varrho_m r_m^2}{KT.}$$

Die 2. Grenzbedingung liefert:

$$1 = A + C \qquad C = 1 - A.$$

Substituiere: $e^{\psi} = x^{-2}$; $\frac{d\psi}{d\gamma} = -\frac{2}{x}\frac{dx}{d\gamma}$;

$$-\frac{2}{x}\frac{dx}{d\gamma} = \sqrt{\frac{A}{x^2} + 1 - A}$$

oder $\cdot -\frac{dx}{d\gamma} = \frac{1}{2}\sqrt{A}\,\sqrt{1-(\sqrt{1-\frac{1}{A}}\cdot x)^2}$

Substituiere: $\sqrt{1-\frac{1}{A}}\,x = y$; $dx = \frac{dy}{\sqrt{1-\frac{1}{A}}}$:

$$\frac{-dy}{\sqrt{1-y^2}} = \sqrt{A-1}\cdot\frac{d\gamma}{2};$$

dies ergibt integriert:

$$\text{arc}\cos y = \sqrt{A-1}\,\frac{\gamma+\gamma_0}{2}; \qquad y = \cos\sqrt{A-1}\,\frac{\gamma+\gamma_0}{2}.$$

Nun sind die Substitutionen wieder rückwärts auszuführen:

$$y = x\sqrt{1-\frac{1}{A}} = \cos\left(\sqrt{A-1}\,\frac{\gamma+\gamma_0}{2}\right);$$

$$x = \frac{1}{\sqrt{1-1/A}}\cos\left(\sqrt{A-1}\,\frac{\gamma+\gamma_0}{2}\right)$$

$$\psi = ln\frac{1}{x^2} = ln\left\{\left(1-\frac{1}{A}\right)\frac{1}{\cos^2\left(\sqrt{A-1}\,\frac{\gamma+\gamma_0}{2}\right)}\right\}$$

$$= ln\left\{\left(1-\frac{1}{A}\right)\left(1+\text{tg}^2\sqrt{A-1}\,\frac{\gamma+\gamma_0}{2}\right)\right\}$$

$$\psi = \frac{\varepsilon\varphi}{KT} + \gamma;$$

$$\varphi = \frac{KT}{\varepsilon}\left[ln\left\{\left(1-\frac{1}{A}\right)\left(1+\text{tg}^2\sqrt{A-1}\,\frac{\gamma+\gamma_0}{2}\right)\right\} - \gamma\right]$$

Schließlich ist noch γ_0 aus der 1. Grenzbedingung: Für $\gamma = 0$ $\varphi = 0$ zu bestimmen.

Abschätzung des Wertes für

$$A. = \frac{16\pi\varepsilon\varrho_m r_m^2}{KT}$$

Zunächst berechnen wir ϱ_m aus dem angewandten Strom J_m zu

$$J_m = 2\pi r_m l\int_0^\infty C\,\mathfrak{v}.e^{-\beta\mathfrak{v}^2}d\mathfrak{v} = 2\pi r_m l\frac{C}{2\beta} \quad \text{und}$$

$$\varrho_m = \int_0^\infty Ce^{-\beta\mathfrak{v}^2}d\mathfrak{v} = C\,\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{\beta}}$$

Setzt man

$$C = \frac{J_m 2\beta}{2\pi r_m l}$$

ein, erhält man

$$\varrho_m = \frac{J_m}{2\pi r_m l}\sqrt{\pi\beta}.$$

Zur Abschätzung des Wertes ϱ_m (Ladungsdichte im Potentialminimum) nehmen wir an, daß das Potentialminimum auf der Anode liege und der Radius r_m des Anodenzylinders 1 cm sei, daß der Strom J_m, mit dem gearbeitet wird, 10^{-5} Amp., der Glühfaden 1 cm lang sei und die Temperatur 1000°. Wir rechnen alles im elektrostatischen Maßsystem. Für $\frac{\varepsilon}{K}$ benutzen wir wieder den Wert $\frac{1}{8{,}6\cdot 10^{-5}}\frac{°C}{V} = \frac{300}{8{,}6\cdot 10^{-5}}$ cgs.

Wir erhalten dann zunächst für

$$\beta = \frac{m}{2KT} = \frac{1}{2}\frac{m}{\varepsilon}\frac{\varepsilon}{KT} = \frac{1}{2}\,\frac{1}{5{,}3\cdot 10^{17}}\cdot\frac{1}{2\cdot 9\cdot 10^{-7}\cdot 10^3}\,\frac{\sec^2}{\text{cm}^2}$$

$$= 3{,}3\cdot 10^{-15}\,\frac{\sec^2}{\text{cm}^2}; \qquad \sqrt{\pi\beta} = 1{,}01\cdot 10^{-7}\,\frac{\sec}{\text{cm}}.$$

Das Geschwindigkeitsverteilungs-Gesetz würde also für den einfachsten Fall des ebenen Problems bei 1000° für die Elektronen lauten: $dN = N\cdot 0{,}3\cdot 10^{-2}\,\frac{\sec}{\text{km}}\,e^{-\left(\frac{v}{180}\frac{\text{km}}{\sec}\right)^2}dv$

wobei dv in $\frac{km}{sec}$ anzugeben wäre, d. h.: Unter den aus einem ebenen Glühblech austretenden Elektronen befinden sich e (2,7) mal soviel mit der Normalgeschwindigkeitskomponente 0 als solche mit der Normalkomponente $v = 180$ km/sec. oder in Volt ausgedrückt, mit einer ca. 0,6 Volt entsprechenden Geschwindigkeit.

Für die Raumladungsdichte im Potentialminimum erhalten wir

$$\varrho_m = \frac{J_m}{2\pi r_m l}\sqrt{\pi\beta} = \frac{10^{-5}}{2\pi 1\cdot 1}\cdot 1{,}01\cdot 10^{-7} =$$

$$= 1{,}6\cdot 10^{-14}\,elm\,cgs = 4{,}8\cdot 10^{-4}\,elstat\cdot cgs\cdot$$

da $\varepsilon = 4{,}67\cdot 10^{-10}$ *elst cgs*, so sind im cm^3

$$N = \frac{4{,}8\cdot 10^{-4}}{4{,}67\cdot 10^{-10}} = ca\ 10^6 \text{ Elektronen.}$$

Das entspricht einem Elektronengasdruck von $\frac{1}{3}\,10^{-10} mm Hg$

Bei 10 mA Emission pro cm Glühdrahtlänge und einer Entfernung von $r = 1/10$ mm des Potentialminimums von der Glühdrahtachse würden wir auf den 10^5 fachen Wert, also auf $\frac{1}{3}\cdot 10^{-5}\,mm\ Hg$ kommen. Die Raumladung hat also in jedem Falle eine Dichte, die man mit Hochvakuum bezeichnen muß. Der Wert von A berechnet sich schließlich für unser Zahlenbeispiel zu

$$A = 16\pi\frac{\varepsilon}{KT}\varrho_m r_m^2 = 16\pi\cdot\frac{300}{8{,}6\cdot 10^{-5}\,10^3}\,4{,}8\cdot 10^{-4}\cdot 1 = 82$$

A ist also groß gegen 1. Die Gleichung für den räumlichen Verlauf des Potentials vereinfacht sich zu

$$\varphi = \frac{KT}{\varepsilon}\left[ln\left(1+tg^2\sqrt{A}\,\frac{\gamma}{2}\right) - \gamma\right] \text{ wobei}$$

$$A = \frac{16\pi\varepsilon}{KT}\varrho_m r_m^2 = \frac{16\pi\varepsilon}{KT}\,\frac{J_m\sqrt{\pi\beta}}{2\pi r_m l}\,r_m^2$$

Die Grenzbedingung: $\varphi = 0$ für $\gamma = 0$ ist durch den Wert $\gamma_0 = 0$ erfüllt.

6. Berechnung des Gegenpotentials e_a und der Stromstärke J_m, die man einhalten muß, um die Temperatur nach der neuen Methode richtig zu bestimmen, in Abhängigkeit von den Versuchsbedingungen J_s, T und r_a, r_d.

Die Bedingung für e_{a1}, den Absolutwert der Anodengegenspannung, den man überschreiten muß, ist nach Abschnitt 1 die, daß das Potentialminimum auf die Anode gerückt ist. e_{a1} läßt sich also nach der Endformel von Abschnitt 5 berechnen, wenn wir r_a für r_m einsetzen. Ferner drücken wir J_m durch die Schottkysche Formel

$$J_m = J_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\mathfrak{n}_a}\, e^{-\mathfrak{n}_a}$$

aus. Da e_a die Potentialdifferenz zwischen der Anode mit dem Radius r_a und dem Glühdraht mit dem Radius r_d ist, haben wir für γ den Wert $ln\, r_a/r_d$ einzusetzen. Wir erhalten dann

$$\cdot + \frac{\varepsilon e_a}{KT} = \mathfrak{n}_a =$$

$$= ln\left(1 + tg^2 \sqrt{\frac{16\pi\varepsilon}{KT} \sqrt{\frac{\pi\beta}{2\pi l}}\, r_a J_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\mathfrak{n}_a}\, e^{-\mathfrak{n}_a}\; \frac{\gamma}{2}}\right) - \gamma$$

oder invertiert

$$\sqrt{e^{(\mathfrak{n}_a + \gamma)} - 1} = tg \sqrt{\cdots}\; \frac{\gamma}{2} \quad \text{und}$$

$$\sqrt{\frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{e^{+\mathfrak{n}_a}}{\sqrt{\mathfrak{n}_a}}}\; arctg \sqrt{e^{\mathfrak{n}_a + \gamma} - 1} =$$

$$= \sqrt{\frac{16\pi\varepsilon}{K} \sqrt{\frac{\pi \cdot m}{2K}}\, \frac{1}{2\pi} \frac{r_a J_s}{T\sqrt{T}\, l}}\; \frac{\gamma}{2} = 2{,}60 \cdot 10^5 \sqrt{\frac{r_a J_s}{T^{3/2} l}}\; \gamma\,.$$

Diese Formel enthält als einzige Unbekannte $\mathfrak{n}_a$, woraus die gesuchte Grenzanodenspannung

$$\mathfrak{n}_a \frac{KT}{\varepsilon} = e_a.$$

zu finden ist.

7. Näherungsformel für den Grenzstrom J.

Wir wollen das Verhältnis $J_s/J = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{e^{\mathfrak{n}_a}}{\sqrt{\mathfrak{n}_a}}$ mit z bezeichnen. Da sich z als große Zahl ergeben wird, die $e^{-\gamma} = r_a/r_d$ bedeutend übersteigt, können wir für

$$arctg \sqrt{e^{\mathfrak{n}_a + \gamma} - 1}$$

angenähert den Wert $\pi/_2$ einsetzen. Wir erhalten dann die sehr einfache Formel:

$$z = \left(2{,}60 \cdot 10^5\right)^2 \frac{r_a J_s}{T^{3/2} l} \left(ln \frac{r_a}{r_d}\right)^2 \frac{4}{\pi^2}$$

$$\text{da } J_s/J = z;\; J = J_s/z,$$

so ergibt sich für den Meßstrom J, den man unterschreiten muß, den „Grenzstrom":

$$J = T^{3/2} \frac{l}{r_a \left(ln \frac{r_a}{r_d}\right)^2} \left(\frac{\pi}{2 \cdot 2{,}60 \cdot 10^5}\right)^2 = \frac{T^{3/2}\, l}{r_a \left(ln \frac{r_a}{r_d}\right)^2}\; 0{,}37 \cdot 10^{-10}$$

Um aus dem z-Wert die Grenzspannung e_a leicht entnehmen zu können, ist in Tabelle I für verschiedene $\mathfrak{n}_a$ und e_a die Funktion $z = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{e^{\mathfrak{n}_a}}{\mathfrak{n}_a}$ berechnet.

Tabelle I.

$\mathfrak{n}_a$	e_a für					$z = J_s/J$
	$T = 700$	$T = 1000$	$T = 1500$	$T = 2000$	$T = 2500$	
10	0,6	0,86	1,30	1,72	2,15	$6{,}15 \cdot 10^3$
15	0,9	1,29	1,95	2,58	3,22	$7{,}24 \cdot 10^5$
20	1,2	1,72	2,6	3,45	4,30	$9{,}6 \cdot 10^7$
30	1,8	2,58	3,9	5,16	6,45	$1{,}73 \cdot 10^{12}$
40	2,4	3,45	5,2	6,88	8,6	$3{,}30 \cdot 10^{16}$
50	3,0	4,3	6,5	8,60	10,75	$6{,}5 \cdot 10^{20}$

Zahlenbeispiel: Es sei $J_s = 10\, mA$; $l = 2\, cm$, $T = 2000{,}^0$ $r_a = 0{,}3\, cm$; $r_d = 10^{-2}\, cm$. Dann erhält man für J

$$J = 2000^{3/2} \frac{0{,}37 \cdot 10^{-10}}{0{,}3\, (ln\, 30)^2} = 1{,}9 \cdot 10^{-6}\, A$$

Mißt man mit Strömen über $2 \cdot 10^{-6}$ Amp., so werden zu hohe Temperaturen vorgetäuscht. Die zugehörige Grenzspannung ist 3,3 Volt.

Durch die Annäherung begründete Abweichungen von der exakten Berechnung.

Statt des genauen Wertes $arctg \sqrt{e^{\mathfrak{n}_a + \gamma} - 1}$ wurde der größere Wert $\pi/_2$ eingesetzt. Dadurch werden die berechneten Grenzströme etwas zu hoch ausfallen.

Außerdem wurde der Spannungsabfall des Heizstromes im Glühfaden nicht berücksichtigt. Da nun die Abweichung der $ln\, J - e_a$ - Kurve von der Geraden bereits beginnt, wenn die Anodenspannung gegen das negative Glühfadenende e_{a1} erreicht hat, also bei einer mittleren Gegenspannung, die größer als e_{a1} ist, so wird der wirklich gemessene Grenzstrom gegenüber dem nach der Näherungsformel berechneten noch weiter verkleinert werden.

Die Formel für die Temperatur wird bei Berücksichtigung des Spannungsabfalles nicht beeinflußt.

8. Diskussion der Näherungsformel.

Die Formel für den maximal zulässigen Meßstrom, den Grenzstrom, zeigt zunächst das selbstverständlich zu erwartende Resultat, daß der Grenzstrom J proportional mit der Glühfadenlänge anwächst.

Über die in der Formel ausgedrückte Abhängigkeit des Grenzstromes von r_a, r_d, und T ist ohne Rechnung folgendes zu erwarten:

Ohne Raumladung würde z. B. beim ebenen Problem das Potential $\varphi = Cx$ vom Glühblech zur Anode linear ansteigen. Die Raumladung bedingt nach der Poissonschen Gleichung:

$$\Delta\varphi = 4\pi\varrho, \qquad \frac{d\varphi^2}{dx^2} = 4\pi\varphi$$

eine Aufwärtskrümmung der $\varphi(x)$-Kurve.

Bei schwach negativen Anodenspannungen wird dieser Durchhang der $\varphi(x)$-Kurve zu einem Potentialminimum führen.

Um dieses Minimum nach der Anode zu verlegen, muß man die Anodenspannung senken, den Meßstrom verringern. Der Meßstrom muß um so kleiner werden, je weiter das Potentialminimum verlegt werden soll, also je größer r_a ist. Es ist also zu erwarten, daß r_a in den Nenner der Formel kommt.

Wenn sich die Raumladung weit in den Raum zwischen Glühdraht und Anode erstreckt, wird auch die $\varphi(x)$-Kurve weithin gekrümmt verlaufen; das Minimum wird von selbst

schon verhältnismäßig weit vom Glühdraht entfernt liegen. Um es vollends auf die Anode zu rücken, wird man die Anodenspannung und mit ihr die φ (x)-Kurve nur wenig zu senken, den Meßstrom nur wenig zu verringern brauchen.

Je höher nun die Temperatur und mit ihr die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen ist, um so weiter fliegen die Elektronen vom Glühdraht ab, bevor sie umkehren, um so weiter erstreckt sich die Raumladung in den Raum zwischen Glühdraht und Anode und um so höher wird der Grenzstrom. Es ist zu erwarten, daß die Temperatur im Zähler der Formel für den Grenzstrom steht.

Je dünner der Glühdraht ist, um so näher rückt die im wesentlichen auf der Glühdrahtoberfläche liegende Raumladung nach der Glühdrahtachse hin. Damit rückt auch das Potentialminimum auf den Glühdraht zu. Das Mittel, das Minimum auf die Anode zu schieben: die Verkleinerung des Meßstromes muß energischer gehandhabt werden. Auch das drückt der im Nenner stehende $(ln\, r_a/r_d)^2$ aus.

Sehr merkwürdig ist es, daß die Emissionsfähigkeit J_s des Fadens nicht in der Formel vorkommt. Das liegt nicht in der Natur der Sache, sondern an der eingeführten Vereinfachung

$$arctg \sqrt{e^{\mathfrak{n}_a + \gamma} - 1} \to \pi/2$$

Die Zulässigkeit dieser Vereinfachung, die namentlich für große $\mathfrak{n}_a$-Werte gilt, zeigt aber doch, daß der Einfluß des Sättigungsstromes gering ist. Bei geringen Heizungen (J_s/J nicht mehr groß gegen r_a/r_d) werden die angenähert berechneten Grenzströme merklich größer als die exakt berechneten.

9. Experimentelle Bestätigung der Ergebnisse.

Für einen Wolfram- und einen Oxydfaden wurden die $ln\, J_s$-e_a-Kurven experimentell aufgenommen, die Grenzströme berechnet und in die Abbildungen 3 und 4 eingetragen.

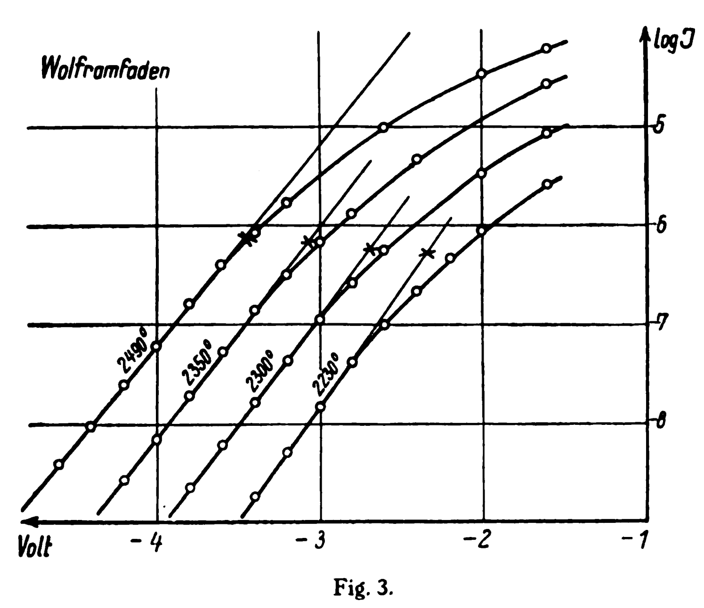


Fig. 3.

Die Röhre mit dem Wolframfaden hatte folgende Abmessungen: Anodenradius $r_a = 0{,}15$ cm, Glühdrahtradius $r_d = 0{,}0025$ cm. Die für verschiedene Temperaturen berechneten $log\, J$-Werte enthält Tabelle II.

Tabelle IIa.

T	2230	2300	2350	2500
$log\, J$	— 6,24	— 6,23	— 6,22	— 6,16

Für den Oxydfaden gilt:

$r_a = 0{,}15$ cm, $r_d = 0{,}005$ cm und

Tabelle IIb.

T	1080	1220	1350	1480
$log\, J$	— 6,55	— 6,47	— 6,44	— 6,35

Die nach der Näherungsformel berechneten $log\, J$-Werte sind durch Kreuze in den Abbildungen eingetragen. Die Übereinstimmung ist befriedigend, die Abweichung von den gemessenen Werten wie erwartet. Die gemessenen Grenzströme liegen tiefer. Die Abweichung ist um so größer, je kleiner J_s/J wird. Die Messungen am Oxydfaden mit kleiner Heizspannung stimmen besser als die am Wolframfaden mit großer Heizspannung.

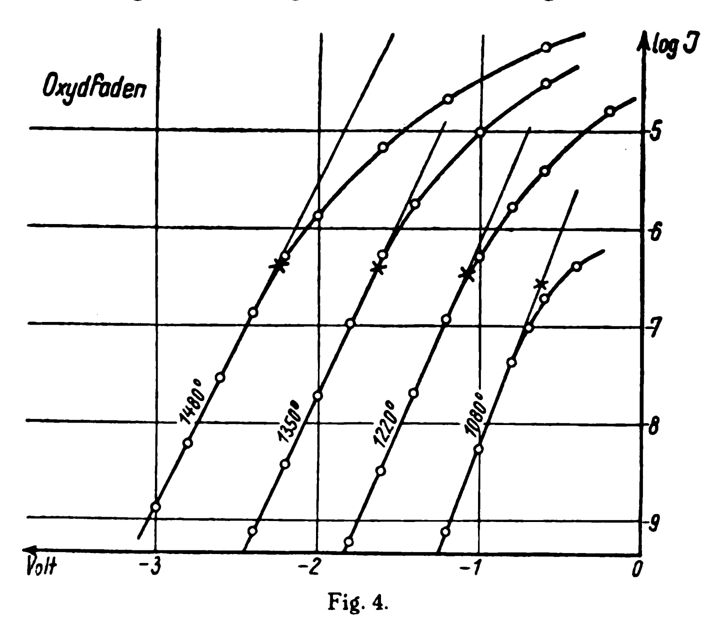


Fig. 4.

Zusammenfassung.

Um die Glühfadentemperatur zu ermitteln, nehme man den Elektronenstrom in Abhängigkeit vom Gegenpotential an der Anode e_a auf. Es berechnet sich dann T zu

$$T = \frac{\varepsilon}{K} \frac{d\varphi}{d\, ln\, J} = 2{,}68 \cdot 10^4 \frac{d\varphi}{d\, log\, J}$$

wenn man φ in Volt mißt und Briggsche Logarithmen benutzt.

Diese Methode ist nur anwendbar, solange das Potentialminimum außerhalb des Anodenzylinders liegt.

Das Potentialminimum wird nach außen verlegt, wenn man die Anodengegenspannung steigert und damit den Meßstrom verringert.

Der Minimalwert der Anodengegenspannung e_{a1} den man überschreiten muß, wächst mit zunehmendem Anodenradius, mit abnehmendem Radius des Glühdrahtes, um den sich die Raumladung konzentriert, sinkt mit zunehmender Temperatur und ist in erster Annäherung unabhängig von der durch den Sättigungsstrom gekennzeichneten Emissionsfähigkeit des Glühdrahtmaterials.

Um diesen Grenzwert e_{a1} zu berechnen, wird zunächst die Raumladungsdichte als Funktion des Potentials φ und der räumlichen Koordinate r (Entfernung von der Glühdrahtachse) angenähert berechnet.

$$\varrho = 2\, \varrho_m \frac{r_m}{r} e^{+n}$$



Der Index m weist auf das Potentialminimum hin, das reduzierte Potential $n = \frac{\varepsilon \varphi}{KT}$ (ε = Elektronenladung, K = Gaskonstante, T = absolute Temperatur) zählt vom Potentialminimum aus.

Dann wird der Potentialverlauf vom Potentialminimum bis zum Glühdraht aus $\Delta \varphi = +4 \pi \varrho$ berechnet.

$$\varphi = \frac{KT}{\varepsilon} \left\{ ln \left(1 + \mathrm{tg}^2 \sqrt{A} \frac{\gamma}{2}\right) - \gamma \right\}$$

worin

$$\gamma = ln \frac{r}{r_m}, \quad A = 8 \frac{\varepsilon}{KT} J_m \sqrt{\pi \beta} \frac{r_m}{l}, \quad \beta = \frac{m}{2KT};$$

m = Elektronenmasse, J_m = Strom, falls die Anode im Potentialminimum steht, $r_m = r_a$ der Anodenradius ist.

Schließlich wurde eine Näherungsformel zur Berechnung des maximalen Meßstromes aufgestellt.

$$J = \frac{0{,}73 \cdot 10^{-10} T^{3/2}}{2 (ln\, r_a/r_d)^2} \frac{l}{r_a}$$

worin l die Glühdrahtlänge (innerhalb der Anode), r_a der Anodenradius, r_d der Glühdrahtradius, T die absolute Temperatur ist.

Die Formel gilt, solange der Sättigungsstrom groß gegen J ist. Bei Messungen an Verstärkerröhren genügt es, Elektronenstrom unterhalb 10^{-6} A zu verwenden.

Die Formel enthält den Sättigungsstrom nicht; falls der Sättigungsstrom in die Größenordnung des nach der Formel berechneten Stromes J kommt, gilt diese Unabhängigkeit nicht mehr, sondern dann sinkt J auch mit Js. Da wir für

$$arctg \sqrt{e^{n_a + \gamma} - 1}$$

näherungsweise den größeren Wert $\pi/2$ eingesetzt haben, ergibt die Näherungsformel etwas zu hohe Werte für den Grenzstrom J.

Messungen an Wolframdrähten werden leichter (mit größerem J) auszuführen sein, wie an Oxyddrähten. Wenn sich beispielsweise die Temperaturen wie 2300 zu 800 verhalten, so verhalten sich die maximal zulässigen Elektronenströme wie 1 : 0,15 oder 6,5 : 1.

Durch Messungen an Wolfram- und Oxydfäden wurde die Theorie bestätigt.

Institut für angewandte Physik der Hamburgischen Universität.

(Eingegangen am 11. 1. 1926.)

Bedingung für maximale Energieübertragung in induktiv gekoppelten Kreisen.

Von J. Kammerloher.

Die experimentelle Untersuchung von induktiv gekoppelten Schwingungskreisen zeigt außer Doppelwelligkeit bei zu enger Koppelung, daß bei einer ganz bestimmten Kopplung der Sekundärstrom ein Maximum wird. Nachfolgend sei diese, durch das Optimum des Sekundärstromes bestimmte Kopplung als „optimale Kopplung" bezeichnet. Mit dem Strome muß natürlich auch die Schwingenergie des Sekundärkreises ein Maximum werden. Zur Dimensionierung von induktivgekoppelten Schwingungskreisen, zu Dämpfungs- oder Widerstandsmessungen sowie zur absoluten Messung des Kopplungskoeffizienten ist die Kenntnis der Bedingung von Vorteil, unter der die optimale Kopplung eintritt. Nachstehend sei diese Frage untersucht.

1. Kondensatorkreise mit Serienwiderstand.

Fig. 1 stellt das Schaltbild für die zu untersuchenden Kreise I und II dar. Kreis I sei so lose mit einem unge-

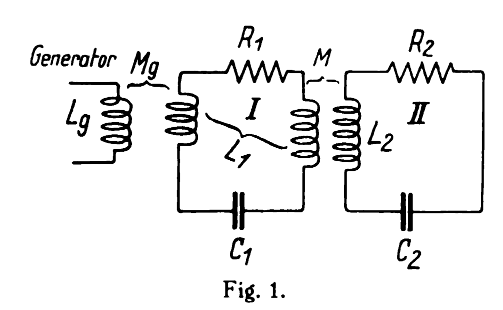


Fig. 1.

dämpften Hochfrequenzgenerator gekoppelt, daß die Rückwirkung auf denselben vernachlässigbar klein ist. Nachfolgend gelten folgende Bezeichnungen:

L_1 = Koeffizient der Selbstinduktion des Kreises I in Henry,

L_2 = Koeffizient der Selbstinduktion des Kreises II in Henry,

L_g = Koeffizient der Selbstinduktion des Generators in Henry,

M_g = Koeffizient der gegenseitigen Induktion zwischen Kreis I und dem Generator in Henry,

M = Koeffizient der gegenseitigen Induktion zwischen Kreis I und II in Henry,

x = Kopplungsfaktor = $\frac{M}{\sqrt{L_1 \cdot L_2}}$

$\mathfrak{d}_1$ = Dämpfungsdekrement des Kreises I in Ohm

$\mathfrak{d}_2$ = Dämpfungsdekrement des Kreises II in Ohm

R_1 = Dämpfungs-Widerstand des Kreises I in Ohm

R_2 = Dämpfungs-Widerstand des Kreises II in Ohm

C_1 = Kapazität des Kreises I in Farad

C_2 = Kapazität des Kreises II in Farad

Weiter ist:

E_1 = dem Kreis I aufgedrückte Spannung in Volt

E_2 = dem Kreis II aufgedrückte Spannung in Volt

J_1 = Strom im Kreise I in Amp.

J_2 = Strom im Kreise II in Amp.

ω = Kreisfrequenz $(2 \cdot \pi \cdot \nu)$

Die Strom- und Spannungsverhältnisse sind ganz allgemein in Fig. 2 dargestellt. Die dem Kreise I aufgedrückte Spannung E_1 sei als konstant angenommen. Diese Bedingung ist praktisch genügend genau erfüllt, wenn der Generatorstrom konstant, die Kopplung zwischen Generator und

Kreis I sehr lose und unveränderlich ist. Aus dem Vektorendiagramm Fig. 2 ergeben sich folgende Spannungsgleichungen.

$$\dot{E}_1 = \dot{J}_2 \cdot j\omega M + \dot{J}_1 \cdot \left(j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1} + R_1\right) \quad (1)$$

$$-\dot{J}_1 \cdot j\omega M = \dot{J}_2 \cdot \left(j\omega L_2 + \frac{1}{j\omega C_2} + R_2\right) \quad (2)$$

Aus Gleichung 2 ergibt sich:

$$\dot{J}_2 = -\dot{J}_1 \cdot \frac{j\omega M}{j\omega L_2 + \frac{1}{j\omega C_2} + R_2} \quad (2a)$$

in Gleichung 1 eingesetzt gibt:

$$\dot{E}_1 = \dot{J}_1 \cdot \left[\left(j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1} + R_1\right) + \frac{\omega^2 \cdot M^2}{j\omega L_2 + \frac{1}{j\omega C_2} + R_2}\right] \quad (3)$$

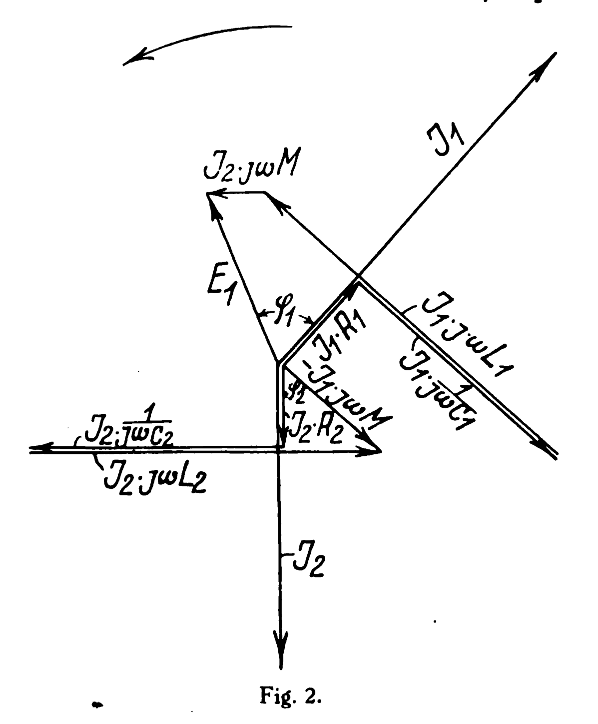


Fig. 2.

Macht man den Nenner reell und faßt die imaginären sowie die reellen Glieder zusammen, so wird

$$\dot{E}_1 = \dot{J}_1 \cdot \left[j \cdot \left\{\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}\right) - \frac{\omega^2 \cdot M^2 \cdot \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)}{R_2{}^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)^2}\right\} + \left\{R_1 + \frac{\omega^2 \cdot M^2 \cdot R_2}{R_2{}^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)^2}\right\}\right] \quad (3a)$$

Die Untersuchung der Gleichung 3a ist im Rahmen dieser Betrachtung praktisch für 2 Fälle von Bedeutung:

a) Kreis I und Kreis II ist auf ω abgestimmt;

b) nur Kreis II ist auf ω abgestimmt.

a) F ü r d e n e i n f a c h s t e n F a l l a) geht Gleich. 3a über in

$$\dot{E}_1 = \dot{J}_1 \cdot \left[R_1 + \frac{\omega^2 \cdot M^2}{R_2}\right] \quad (4)$$

da $\omega L_1 = \frac{1}{\omega C_1}$ und $\omega L_2 = \frac{1}{\omega C_2}$ ist.

Die Energie des Kreises II ist nur abhängig von der ihm aufgedrückten Spannung

$$\dot{E}_2 = -\dot{J}_1 \cdot j\omega M \quad (5)$$

Hierzu ist J_1 aus gleich 4.

$$\dot{J}_1 = \dot{E}_1 \cdot \frac{1}{R_1 + \frac{\omega^2 \cdot M^2}{R_2}} \quad (4a)$$

und damit

$$\dot{E}_2 = -\dot{E}_1 \frac{j\omega M}{R_1 + \frac{\omega^2 \cdot M^2}{R_2}} \quad (5a)$$

Diese Gleichung läßt erkennen, daß E_2 als Funktion von M ein Optimum aufweist. Maßgebend für das Optimum ist nur der Ausdruck

$$\frac{\omega M}{R_1 + \frac{\omega^2 \cdot M^2}{R_2}} = y \quad (6)$$

Durch differenzieren nach M erhält man:

$$\frac{dy}{dM} = \frac{\left(R_1 + \frac{\omega^2 \cdot M^2}{R_2}\right) \cdot \omega - \omega M \cdot \left(2 \cdot \frac{\omega^2}{R_2} \cdot M\right)}{\left(R_1 + \frac{\omega^2 \cdot M^2}{R_2}\right)^2} \quad (6a)$$

Das Optimum ergibt sich daraus, wenn man

$$\frac{dy}{dM} = 0$$

setzt zu:

$$0 = R_1 + \frac{\omega^2 \cdot M^2}{R_2} - 2 \cdot \frac{\omega^2 \cdot M^2}{R_2}$$

$$0 = R_1 - \frac{\omega^2 \cdot M^2}{R_2} \quad (6b)$$

Daraus ergibt sich

$$\boxed{M = \frac{1}{\omega} \cdot \sqrt{R_1 \cdot R_2}} \quad (7)$$

Dieses Resultat zeigt, daß die optimale Kopplung von den Dämpfungswiderständen und der Frequenz abhängt. Führt man in Gleichung 7 für M den Wert $x \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2}$ ein, so erhält man:

$$x = \sqrt{\frac{R_1}{L_1 \cdot \omega} \cdot \frac{R_2}{L_2 \cdot \omega}} \quad (7a)$$

beachtet man, daß

$$\frac{R_1}{L_1 \cdot \omega} = \frac{\mathfrak{d}_1}{\pi} \quad \text{und} \quad \frac{R_2}{L_2 \cdot \omega} = \frac{\mathfrak{d}_2}{\pi}$$

so geht Gleich. 7a über in:

$$\boxed{x = \frac{1}{\pi} \cdot \sqrt{\mathfrak{d}_1 \cdot \mathfrak{d}_2}} \quad (7b)$$

Der optimale Kopplungsfaktor X ist also nur von dem geometrischen Mittel der Dämpfungsdekremente der einzelnen Kreise abhängig.

b) F ü r d e n F a l l b) i s t n u r K r e i s II a u f ω a b g e s t i m m t:

Gleich. 3a) wird, wenn

$$\omega L_2 = \frac{1}{\omega C_2} \text{ ist}$$

$$E_1 = J_1 \left[j \left\{\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}\right\} + \left\{R_1 + \frac{\omega^2 M^2}{R_2}\right\}\right] \quad (8)$$

oder wenn man für

$$R_1 + j\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}\right) = \Re_1 \text{ setzt}$$

erhält man:

$$\dot{E}_1 = J_1 \left[\Re_1 + \frac{\omega^2 M^2}{R_2} \right] \qquad (8a)$$

Hieraus ergibt sich, ähnlich wie unter a, das Optimum der Energie des Kreises II durch die Bedingung

$$\boxed{M = \frac{1}{\omega} \cdot \sqrt{\Re_1 \cdot R_2}} \qquad (9)$$

Setzt man in dieser Gleichung wieder

$$M = x \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2} \text{ und weiter}$$

$$\Re_1 = \sqrt{R_1^2 + \left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C} \right)^2} \text{ so wird}$$

$$\left. \begin{aligned} x &= \sqrt{\frac{1}{\omega \cdot L_1} \sqrt{R_1^2 + \left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} \right)^2} \cdot \frac{R_2}{\omega L_2}} \\ x &= \sqrt{\sqrt{\left(\frac{R_1}{\omega L_1} \right)^2 + \left(1 - \frac{1}{\omega^2 C_1 \cdot L_1} \right)^2} \cdot \left(\frac{R_2}{\omega L_2} \right)} \end{aligned} \right\} \qquad (9a)$$

setzt man hierin

$$\frac{1}{C_1 L_1} = \omega_1^2$$

$$\frac{R_1}{\omega L_1} = \frac{\mathfrak{d}_1}{\pi} \text{ und } \frac{R_2}{\omega L_2} = \frac{\mathfrak{d}_2}{\pi} \text{ so wird:}$$

$$\boxed{x = \sqrt{\sqrt{\left(\frac{\mathfrak{d}_1}{\pi} \right)^2 + \left[1 - \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right)^2 \right]^2} \cdot \frac{\mathfrak{d}_2}{\pi}}} \qquad (9b)$$

Häufig ist es bequemer $\frac{\omega_1}{\omega_2}$ durch die Wellenlängen auszudrücken. Ist R_1 die Eigenwellenlänge des Kreises I und λ die aufgedrückte Wellenlänge (gleich R_2), so ist:

$$\frac{\omega_1}{\omega} = \frac{\lambda}{\lambda_1}$$

Damit wird

$$\boxed{x = \sqrt{\sqrt{\left(\frac{\mathfrak{d}_1}{\pi} \right)^2 + \left[1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_1} \right)^2 \right]^2} \cdot \frac{\mathfrak{d}_2}{\pi}}} \qquad (9c)$$

Vorstehende Gleichung geht in die unter ω gefundene Beziehung über, wenn die Wellenlänge des Kreises I gleich λ wird, das heißt, wenn beide Kreise auf λ abgestimmt werden. Ein Beispiel für den vorliegend behandelten Fall b ist die nicht abgestimmte Antenne, die mit einem abgestimmten Schwingungskreis gekoppelt ist.

Nebenbei sei noch bemerkt, daß sich der Dämpfungswiderstand im Primärkreis um $\frac{\omega^2 \cdot M^2}{R_2}$ in beiden Fällen vergrößert. Setzt man den gefundenen Wert von M ein, so wird der scheinbare primäre Dämpfungswiderstand für den Fall a

$$R'_1 = R_1 + \frac{\omega^2 \cdot \left(\frac{1}{\omega} \cdot \sqrt{R_1 \cdot R_2} \right)^2}{R_2} = \underline{2 R_1} \qquad (10)$$

Betrachtet man das Vergrößerungsglied des Primärwiderstandes als „äußeren" und R_1 als „inneren" Kreiswiderstand, so erhält man den bei allen Stromquellen gültigen Satz, daß die maximale Energieabgabe dann eintritt, wenn der innere Widerstand der Stromquelle (Kreis I) gleich dem äußeren Widerstand wird.

Für die Dimensionierung ist meist schon die Erkenntnis wertvoll, daß der Dämpfungswiderstand im Primärkreis bei der optimalen Kopplung stets auf den doppelten Wert anwächst, gleichviel, wie groß der Dämpfungswiderstand im Sekundärkreis ist.

2. Kondensatorkreise mit Serienwiderstand und Ableitung.

Bekanntlich sind Kondensatorkreise ohne Ableitung nur schwer zu realisieren. Die meisten technisch verwendeten Kondensatorkreise haben Ableitung, und es ist nun zu untersuchen, von welchen Kreiskonstanten hierbei die größte Energieaufnahme des Kreises II (Fig. 3) abhängt. Bezüglich der Kopplung zwischen Generator und Kreis I gelten die

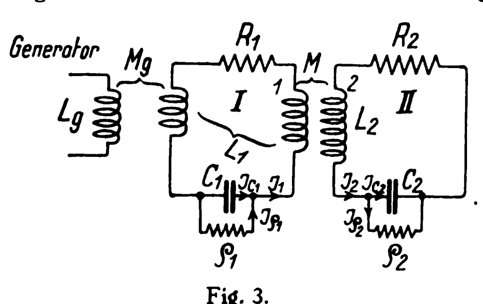


Fig. 3.

gleichen Voraussetzungen wie unter 1. Damit kann die Klemmenspannung E_1 des Kreises I wieder als konstant gelten. Die Kopplung zwischen Kreis I und II sei wieder veränderlich. Die Untersuchung soll dahin gehen, die Kopplung zu ermitteln, bei der die maximale Energieübertragung stattfindet. Außer den unter 1. verwendeten Bezeichnungen kommen hier folgende neu hinzu.

ϱ_1 = Ableitwiderstand des Kondensators im Kreise I in Ohm.

ϱ_2 = Ableitwiderstand des Kondensators im Kreise II in Ohm.

J_{C_1} = Strom im Kondensator C_1 in Amp.

J_{C_2} = Strom im Kondensator C_2 in Amp.

J_{ϱ_1} = Strom im Ableitwiderstand ϱ_1 in Amp.

J_{ϱ_2} = Strom im Ableitwiderstand ϱ_2 in Amp.



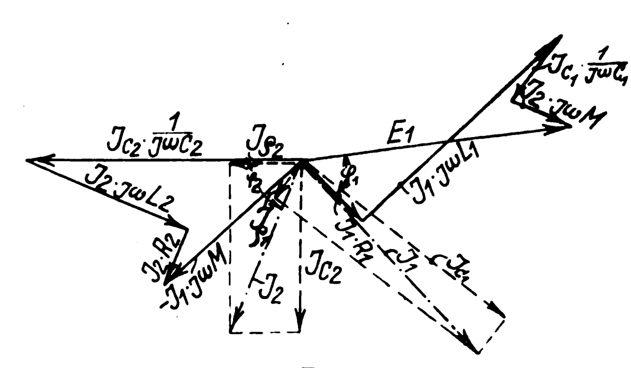


Fig. 4.

Aus dem Vektorendiagramm Fig. 4 ergibt sich folgende Spannungsgleichung für Kreis I:

$$\dot{E}_1 = \dot{J}_1 \cdot R_1 + \dot{J}_1 \cdot j \omega L_1 + \dot{J}_{C_1} \cdot \frac{1}{j \omega C} + \dot{J}_2 \cdot j \omega M \qquad (11)$$

oder da

$$\dot{J}_{C_1} \cdot \frac{1}{j \omega C_1} = \dot{J}_1 \cdot \frac{1}{j \omega C_1 + \frac{1}{\varrho_1}}$$

ist, wird

$$\dot{E}_1 = \dot{J}_2 \cdot j\,\omega\,M + \dot{J}_1\left(R_1 + j\,\omega\,L_1 + \frac{1}{j\,\omega\,C_1 + \frac{1}{\varrho_1}}\right) \quad (11a)$$

Ähnlich ist für den Kreis II

$$-\dot{J}_1 \cdot j\,\omega\,M = \dot{J}_2 \cdot R_2 + \dot{J}_2 \cdot j\,\omega\,L_2 + \dot{J}_{C_2} \cdot \frac{1}{j\,\omega\,C_2} \quad (12)$$

oder da auch hier

$$\dot{J}_{C_2} \cdot \frac{1}{j\,\omega\,C_2} = \dot{J}_2 \cdot \frac{1}{j\,\omega\,C_2 + \frac{1}{\varrho_2}}$$

ist, wird

$$-\dot{J}_1 \cdot j\,\omega\,M = \dot{J}_2 \cdot \left(R_2 + j\,\omega\,L_2 + \frac{1}{j\,\omega\,C_2 + \frac{1}{\varrho_2}}\right) \quad (12a)$$

Um die Verhältnisse besser zu übersehen, wird der Nenner in 11a und 12a reell gemacht. Gleich. 11a geht dann über in

$$\dot{E}_1 = \dot{J}_2 \cdot j\,\omega\,M + \dot{J}_1 \cdot \left[R_1 + j\,\omega\,L_1 + \frac{\frac{1}{\varrho_1} - j\,\omega\,C_1}{\left(\frac{1}{\varrho}\right)^2 + (\omega\,C_1)^2}\right] \quad (11b)$$

oder wenn man die imaginären und die reellen Größen getrennt zusammenfaßt, erhält man:

$$\dot{E}_1 = \dot{J}_2 \cdot j\,\omega\,M + \dot{J}_1 \left[j\left\{\omega\,L_1 - \frac{\omega\,C_1}{\left(\frac{1}{\varrho_1}\right)^2 + (\omega\,C_1)^2}\right\} + \left\{R_1 + \frac{\frac{1}{\varrho_1}}{\left(\frac{1}{\varrho_1}\right)^2 + (\omega\,C_1)^2}\right\}\right] \quad (11c)$$

Um die Formeln selbst übersichtlicher zu gestalten, setzen wir ferner

$$j \cdot \left\{\omega\,L_1 - \frac{\omega\,C_1}{\left(\frac{1}{\varrho_1}\right)^2 + (\omega\,C_1)^2}\right\} = j \cdot A_1$$

ebenso für

$$\left\{R_1 + \frac{\frac{1}{\varrho_1}}{\left(\frac{1}{\varrho_1}\right)^2 + (\omega\,C_1)^2}\right\} = B_1$$

damit wird:

$$\dot{E}_1 = \dot{J}_2 \cdot j\,\omega\,M + \dot{J}_1 \cdot [j \cdot A_1 + B_1] \quad (11d)$$

Aus Gleichung 12a erhält man durch Reellmachen des Nenner (ähnlich wie aus 11a), wenn man wieder die imaginären und die reellen Größen getrennt zusammenfaßt, oder

$$-\dot{J}_1 \cdot j\,\omega\,M = \dot{J}_2 \cdot \left[j\left\{\omega L_2 - \frac{\omega\,C_2}{\left(\frac{1}{\varrho_2}\right)^2 + (\omega\,C_2)^2}\right\} + \left\{R_2 + \frac{\frac{1}{\varrho_2}}{\left(\frac{1}{\varrho_2}\right)^2 + (\omega\,C_2)^2}\right\}\right] \quad (12b)$$

setzt man hierin

$$j \cdot \left\{\omega\,L_2 - \frac{\omega\,C_2}{\left(\frac{1}{\varrho_2}\right)^2 + (\omega\,C_2)^2}\right\} = j \cdot A_2$$

und

$$\left\{R_2 + \frac{\frac{1}{\varrho_2}}{\left(\frac{1}{\varrho_2}\right)^2 + (\omega\,C_2)^2}\right\} = B_2$$

so wird

$$-\dot{J}_1 \cdot j\,\omega\,M = \dot{J}_2 \cdot [j \cdot A_2 + B_2] \quad (12c)$$

Hieraus ergibt sich

$$\dot{J}_2 = -\dot{J}_1 \cdot \frac{j\,\omega\,M}{j \cdot A_2 + B_2} \quad (13)$$

In 11d eingesetzt ergibt sich:

$$\dot{E}_1 = \dot{J}_1 \cdot \left[(j\,A_1 + B_1) + \frac{\omega^2 \cdot M^2}{j \cdot A^2 + B_2}\right] \quad (14)$$

Zur Untersuchung des Optimum der Energie des Kreises II sind auch hier zwei Fälle von Bedeutung.

a) Beide Kreise sind auf die Generatorfrequenz abgestimmt.

b) Nur der Kreis II ist auf die Generatorfrequenz abgestimmt.

a) Ist Kreis I und Kreis II auf den Generator abgestimmt, so muß in Gleichung 14, das imaginäre Glied des Kreises I, $j \cdot A_1$ und ebenso das des Kreises II, $j \cdot A_2$ verschwinden, diese Gleichung geht damit über in

$$\dot{E}_1 = \dot{J}_1\left[B_1 + \frac{\omega^2\,M^2}{B_2}\right] \quad (14a)$$

Hieraus ergibt sich wie unter 1a

$$\dot{E}_2 = \dot{E}_1 \cdot \frac{j\,\omega\,M}{B_1 + \frac{\omega^2\,M^2}{B_2}} \quad (15)$$

Das Optimum der Spannung E_2 ergibt sich daraus für

$$M = \frac{1}{\omega} \cdot \sqrt{B_1 \cdot B_2} \quad (16)$$

oder die Werte für B_1 und B_2 eingesetzt ergibt:

$$M = \frac{1}{\omega} \cdot \sqrt{\left\{R_1 + \frac{\frac{1}{\varrho_1}}{\left(\frac{1}{\varrho_1}\right)^2 + (\omega C_1)^2}\right\} \cdot \left\{R_2 + \frac{\frac{1}{\varrho_2}}{\left(\frac{1}{\varrho_2}\right)^2 + (\omega C_2)^2}\right\}} \quad (16a)$$

Berücksichtigt man, daß hierin

$\left(\frac{1}{\varrho_1}\right)^2$ klein gegen $(\omega\,C_1)^2$ und ebenso $\left(\frac{1}{\varrho_2}\right)^2$ klein gegen $(\omega C_2)^2$

ist, so erhält man

$$M = \frac{1}{\omega} \cdot \sqrt{\left\{R_1 + \frac{1}{\varrho_1\,(\omega\,C_1)^2}\right\} \cdot \left\{R_2 + \frac{1}{\varrho_1 \cdot (\omega\,C_2)^2}\right\}} \quad (16b)$$

Setzt man hierin

$$\omega^2 \cdot = \frac{1}{L_1 \cdot C_1} = \frac{1}{L_1 \cdot C_2}$$

was bekanntlich praktisch für Kreise mit nicht allzu hoher Dämpfung zulässig ist, so erhält man

$$\boxed{M = \frac{1}{\omega} \cdot \sqrt{\left\{R_1 + \frac{L_1}{\varrho_1 \cdot C_1}\right\} \cdot \left\{R_2 + \frac{L_2}{\varrho_2 \cdot C_2}\right\}}} \quad (16c)$$

setzt man hierin

$$M = x \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2}$$

so ergibt sich der Kopplungsfaktor X zu

$$x = \sqrt{\left\{\frac{R_1}{\omega \cdot L_1} + \frac{1}{\omega \cdot \varrho_1 \cdot C_1}\right\}\left\{\frac{R_2}{\omega \cdot L_2} + \frac{1}{\omega \cdot \varrho_2 \cdot C_2}\right\}} \qquad (16d)$$

oder wenn man

$$\frac{R_1}{\omega L_1} + \frac{1}{\omega \varrho_1 \cdot C_1} = \frac{\mathfrak{d}'_1}{\pi} \text{ und } \frac{R_2}{\omega L_2} + \frac{1}{\omega \varrho_2 \cdot C_2} = \frac{\mathfrak{d}'_2}{\pi}$$

setzt, wird

$$\boxed{x = \frac{1}{\pi} \cdot \sqrt{\mathfrak{d}'_1 \cdot \mathfrak{d}'_2}} \qquad (16c)$$

Der optimale Kopplungskoeffizient X ist auch hier wieder vom geometrischen Mittel der Dämpfungsdekremente abhängig.

Der Dämpfungswiderstand des Kreises I erhöht sich hierbei unabhängig vom Dämpfungswiderstand des Kreises II auf seinen doppelten Wert

$$R'_1 = 2 \cdot \left\{R_1 + \frac{L_1}{\varrho_1 \cdot C_1}\right\} \qquad (17)$$

b) In diesem Falle ist nur Kreis II auf die Generatorfrequenz abgestimmt. Die Spannung E_2 ergibt sich hierfür:

$$E_2 = E_1 \cdot \frac{j \omega M}{\left\{j \cdot A_1 + B_1\right\} + \frac{\omega^2 \cdot M^2}{B_2}} \qquad (18)$$

Das Optimum der Spannung E_2 ist nur von dem Ausdruck

$$y = \frac{\omega M}{\sqrt{A_1^2 + \left(B_1 + \frac{\omega^2 \cdot M^2}{B_2}\right)^2}} \qquad (18a)$$

abhängig. Differentiert man diese Gleichung nach M und setzt den Differentialquotienten gleich Null, so erhält man wie unter 1b

$$\boxed{M = \frac{1}{\omega} \cdot \sqrt{\sqrt{B_1^2 + A_1^2} \cdot B_2}} \qquad (19)$$

darin ist B_1, wenn man

$$\left(\frac{1}{\varrho_1}\right)^2 \text{ gegen } (\omega C_1)^2 \text{ vernachlässigt}$$

$$B_1 = R_1 + \frac{1}{\varrho_1 \cdot (C_1 \cdot \omega)^2}$$

oder wenn man mit ω_1^2 der Kreisfrequenz des Kreises I erweitert und $\omega_1^2 = \frac{1}{L_1 \cdot C_1}$ setzt:

$$\boxed{B_1 = R_1 + \left(\frac{\omega_1}{\omega}\right)^2 \cdot \frac{L_1}{\varrho_1 \cdot C_1}}$$

Der Kreis II ist mit der Generatorfrequenz in Resonanz, damit wird B_2

$$\boxed{B_2 = R_2 + \frac{L_2}{\varrho_2 \cdot C_2}}$$

Ähnlich ergibt sich A_1, wenn nämlich $\left(\frac{1}{\varrho_1}\right)^2$ gegen $(\omega C_1)^2$ vernachlässigt wird zu

$$A_1 = \left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}\right)$$

oder wenn man wieder $\frac{1}{\omega_1^2} = C_1 \cdot L_1$ setzt, erhält man:

$$\boxed{A_1 = \omega \cdot L_1 \left\{1 - \left(\frac{\omega_1}{\omega}\right)^2\right\}}$$

setzt man in Gleichung 19

$$M = X \cdot \sqrt{L_1 \cdot L_2}$$

so erhält man:

$$\boxed{x = \sqrt{\sqrt{\left(\frac{\mathfrak{d}_1''}{\pi}\right)^2 + \left\{1 - \left(\frac{\omega_1}{\omega}\right)^2\right\}^2} \cdot \left(\frac{\mathfrak{d}'}{\pi}\right)}} \qquad (19a)$$

wenn

$$\frac{\mathfrak{d}_1''}{\pi} = \frac{R_1}{\omega L_1} + \left(\frac{\omega_1}{\omega}\right)^2 \cdot \frac{1}{\varrho_1 \cdot C_1 \cdot \omega}$$

und

$$\frac{\mathfrak{d}_2'}{\pi} = \frac{R_2}{\omega L_2} + \frac{1}{\varrho_2 \cdot C_2 \cdot \omega} \text{ setzt.}$$

Nach Gleichung 19 und 19a hängt die optimale Kopplung zwischen Kreis I und Kreis II von den Dämpfungsdekrementen der Kreise und von dem Verhältnis der Eigenfrequenzen zur Senderfrequenz ab.

Ist Kreis I nicht abgestimmt, was vorstehend angenommen ist, so erhöht sich eben der Scheinwiderstand auf den doppelten Wert seines absoluten Betrages.

Experimentelle Nachprüfung.

Nach Fig. 3 wurde mit einem Röhrengenerator der Zwischenkreis I so lose gekoppelt, daß die auftretende Rückwirkung unmerklich war. Mit dem Zwischenkreis I wurde Kreis II gekoppelt. Beide Kreise besaßen Ableitung und Ohmcshen Widerstand, die zusammen als Dämpfungswiderstände bezeichnet seien. Sowohl Kreis I als Kreis II wurden auf die Generatorfrequenz abgestimmt. Die Wellenlänge des Generators betrug 510 m. Für verschiedene Dämpfungswiderstände R'_1[1]) sowie für verschiedene Dämpfungswiderstände R'_2 des Kreises II wurde aus der Formel 16c M berechnet und dazu experimentell diejenigen Spulenabstände a bestimmt, bei denen jeweils der maximale Strom in Spule II auftrat. Die so gefundenen zusammengehörigen Werte von M und a wurden in Fig. 5 eingetragen.

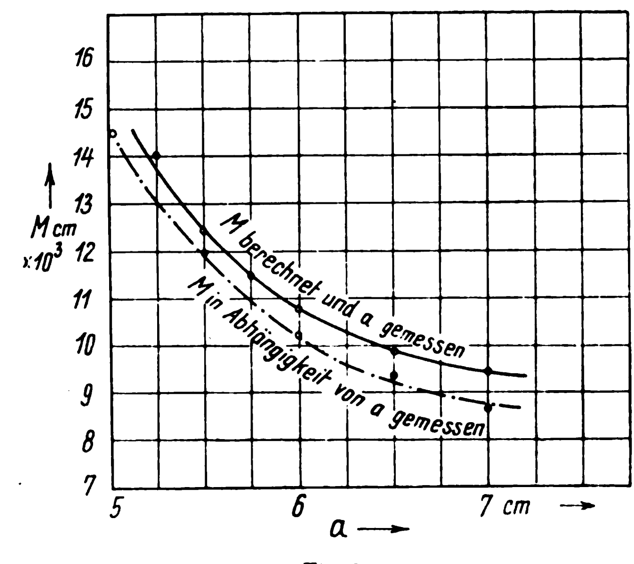


Fig. 5.

Die ausgezogene Kurve stellt die Verbindungslinien aller dieser Punkte dar. Zur Kontrolle wurde der Koeffizient der

[1]) Als Dämpfungswiderstände seien die in Formel 16c die Widerstände $R_1 + \frac{L_1}{\varrho_1 C_1} = R_1'$ und $R_2 + \frac{L_2}{\varrho_2 C_2} = R_2'$ bezeichnet.

gegenseitigen Induktion zu den verschiedenen Spulenabständen gemessen und ebenfalls in Fig. 5 eingetragen (strichpunktiert gezeichnete Kurve). Die Abweichung der beiden Resultate ist im Mittel 5%. Für praktische Verhältnisse ist die erreichte Genauigkeit ausreichend.

Die experimentelle Nachprüfung der Formel 16c ergab eine Abweichung von rund 7%[2]), was für praktische Zwecke ebenfalls ausreichend ist.

Zusammenfassung.

In vorstehender Arbeit wurde die Bedingung ermittelt, die erfüllt sein muß, wenn die Energie des induktiv angekoppelten Kreises ein Maximum werden soll. Bei induktiver Kopplung zweier auf die gleiche Frequenz abgestimmter Schwingungskreise erfolgt die größte Energieübertragung, wenn der Koeffizient der gegenseitigen Induktion

$$M = \frac{1}{\omega} \cdot \sqrt{R_1' \cdot R_2'} \text{ ist.}$$

In dieser Formel bedeutet R'_1 den Widerstand des Kreises I

$$= R_1 + \frac{L_1}{\varrho_1 \cdot C_1}$$

²) Die größere Abweichung kann dadurch begründet werden, daß zur Ermittlung von X mehr Messungen erforderlich sind.

und R'_2 den Widerstand des Kreises II

$$= R_2 + \frac{L_2}{\varrho_2 \cdot C_2}$$

Eine ähnliche Bedingung ergibt sich auch für den Kopplungsfaktor x, bei dem die Energie des Kreises II ein Maximum wird.

$$x = \frac{1}{\pi} \cdot \sqrt{\mathfrak{d}_1' \cdot \mathfrak{d}_2'}$$

Wo

$$\mathfrak{d}_1' = \left(\frac{R_1}{\omega L_1} + \frac{1}{\omega \varrho_1 \cdot C_1}\right) \cdot \pi$$

das Dämpfungsdekrement des Kreises I und

$$\mathfrak{d}_2' = \left(\frac{R_2}{\omega L_2} + \frac{1}{\omega \varrho_2 \cdot C_2}\right) \pi$$

das Dämpfungsdekrement des Kreises II darstellt.

Der Dämpfungswiderstand im Kreise I wächst unter vorstehender Bedingung immer auf den doppelten Wert an. Für den Fall, daß Kreis I nicht abgestimmt ist, ist in der Gleichung für M an die Stelle des Dämpfungswiderstandes der Scheinwiderstand des Kreises I zu setzen.

(Eingegangen am 25. 11. 1925.)

Legierungen mit besonderen magnetischen Eigenschaften.

Von **H. Freese.**

Die Verwendung von ferromagnetischen Stoffen zu Frequenzwandlern und zu Steuer- und Modulationsdrosseln hat die Aufmerksamkeit der Hochfrequenztechnik auf die Metalllegierungen von besonderen magnetischen Eigenschaften gelenkt, die in den letzten Jahren bekannt geworden sind. Da die Literatur über diese Legierungen weit zerstreut und teilweise schwer zugänglich ist, so habe ich auf Anregung von Herrn Professor J. Zenneck im folgenden die Ergebnisse der wichtigsten Arbeiten zusammengestellt. Wenn in dieser Zusammenstellung auch solche Legierungen und solche Fragen besprochen werden, die für das Hochfrequenzgebiet nicht in Betracht kommen, so geschah es mit Rücksicht auf das allgemeine physikalische Interesse, das diese Dinge beanspruchen können.

Bezeichnungen.

Die im folgenden erwähnten magnetischen Größen sind in üblicher Weise definiert durch die Gleichungen:

$$J = \varkappa \cdot \mathfrak{H} \qquad (1)$$

J = Magnetisierungsintensität, kurz Intensität (gemessen in Gauß).
(Spezialfall: Sättigungsintensität = J für $\mathfrak{H} = \infty$)
$\varkappa$ = Suszeptibilität.
$\mathfrak{H}$ = Feldstärke (gemessen in Gauß).

$$\chi = \frac{\varkappa}{d} \qquad (2)$$

χ = Massensuszeptibilität.
d = Dichte.

$$\mathfrak{B} = 4\pi \cdot J + \mathfrak{H} = \mu \cdot \mathfrak{H} \qquad (3)$$

$\mathfrak{B}$ = Induktion (gemessen in Gauß).
μ = Permeabilität.

Es ist also nach (1) und (3):

$$\mu = 1 + 4\pi \cdot \varkappa \qquad (4)$$

Die Hystereseschleife ergibt:
a) Remanenz R = Induktion $\mathfrak{B}$ für $\mathfrak{H} = 0$
b) Koerzitivkraft K = Feldstärke $\mathfrak{H}$ für $\mathfrak{B} = 0$
c) Hystereseverlust pro Ummagnetisierungszyklus und Volumeinheit.

$$V = \frac{1}{4\pi} \cdot \int \mathfrak{H} \cdot d\,\mathfrak{B} \; erg/cm^3 \qquad (5)$$

Betreffs der Bezeichnungen Para- und Ferromagnetismus findet man in der Literatur verschiedene Unterscheidungen. Einerseits wird der Ferromagnetismus dadurch charakterisiert, daß μ bzw. $\varkappa$ Funktionen der Feldstärke, also nicht konstant wie bei paramagnetischen Stoffen seien. Andererseits wird nur die Größenordnung dieser Werte zugrunde gelegt. Im vorliegenden Bericht gilt die letztere Auffassung; also ein Stoff ist bezeichnet als

paramagnetisch, wenn $\varkappa > 0$, $\mu > 1$ (aber sehr nahe an 0 bzw. 1)
ferromagnetisch, wenn $\varkappa >> 0$, $\mu >> 1$ (von höherer Größenordnung)

I. Heuslersche Legierungen.

a) Zusammensetzung.

Wenn auch Heusler (1,2) seine Entdeckung an der binären Legierung Mangan—Zinn machte, und über andere binäre Manganlegierungen (mit Bor, Antimon, Phosphor, Arsen) in den Veröffentlichungen von chemischer Seite (3) mitgeteilt wird, daß sie magnetisierbar seien (s. Fig. 15), so sind doch bei allen Legierungen von hoher Permeabilität



Mangan und Kupfer beteiligt. Mc. Keehan (4) meint, es hänge dies damit zusammen, daß Mangan unmittelbar vor, Kupfer unmittelbar nach der Eisengruppe im periodischen System steht.

Der Verdacht, daß etwa das Mangan selbst schon in der Größenordnung der Heuslerschen Legierungen magnetisierbar sei, wurde durch die Marburger Arbeiten von Gebhard (5), Ihde (6) und Lepke (7) widerlegt[1]). Daß keinesfalls Eisenverunreinigungen zu den besonderen magnetischen Eigenschaften der Heuslerschen Legierungen Anlaß geben können, wiesen Honda (10) und von Auwers (11) nach.

b) Behandlung.

Das magnetische Verhalten der Heuslerschen Legierungen ist unmittelbar nach dem Guß durchaus undefiniert und wird erst nach einer Vorbehandlung, die dem Altern der Dauermagnete ähnelt, stabil. Bei den Heuslerschen Legierungen erfolgt die Alterung am besten durch eine längere Erwärmung bei einer 30 bis 40° C. unter dem magnetischen Umwandlungspunkt liegenden Temperatur (12). Der Umwandlungspunkt, d. h. die Temperatur, bei der ein ferromagnetischer Stoff paramagnetisch wird, liegt hier je nach Zusammensetzung zwischen 190 und 300° C. Die Alterungsdauer ist ebenso wie die Dauer des Erkaltens aus der Schmelze von Einfluß auf die magnetischen Eigenschaften, wie weiter unten gezeigt wird. Ohne Einfluß bleiben: Behandlung mit flüssiger Luft (13, 14) und starkes Klopfen (14).

c) Eigenschaften.

1. Sättigungsintensität.

Den besten Überblick über die Abhängigkeit der magnetischen Sättigungsintensität von der Zusammensetzung geben die Darstellungen im van der Waalsschen Dreieck, dessen obere Ecke für die Aluminium-Mangan-Kupfer- (12, 2) und Zinn-Mangan-Kupfer- (15) Bronzen in Fig. 1 und 2 gezeichnet ist. Die Intensitäten denke man sich senkrecht

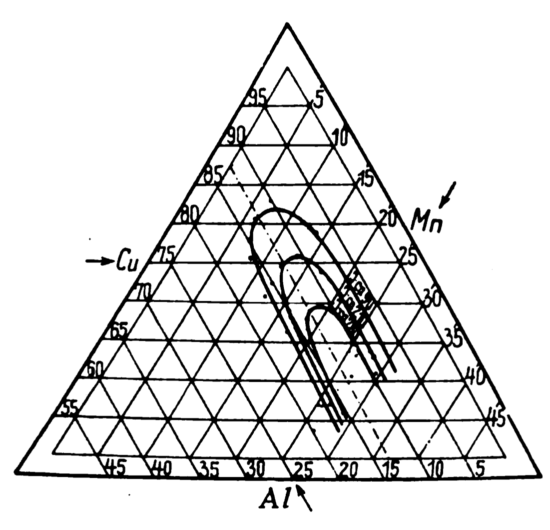


Fig. 1.

zur Dreiecksfläche aufgetragen und durch die eingezeichneten Schichtlinien bestimmt. Zu beachten ist, daß die Angaben bei den Aluminium-Bronzen (Fig. 1) Gewichtsprozente, bei den Zinn-Bronzen (Fig. 2) Atomprozente bedeuten. Die Hauptkamm-Linie verläuft in beiden Fällen bei konstantem Gehalt an dem dritten Metall, Aluminium oder Zinn, bei 25 Atomprozent, das sind 12 bis 13 Gewichtsprozente Alu-

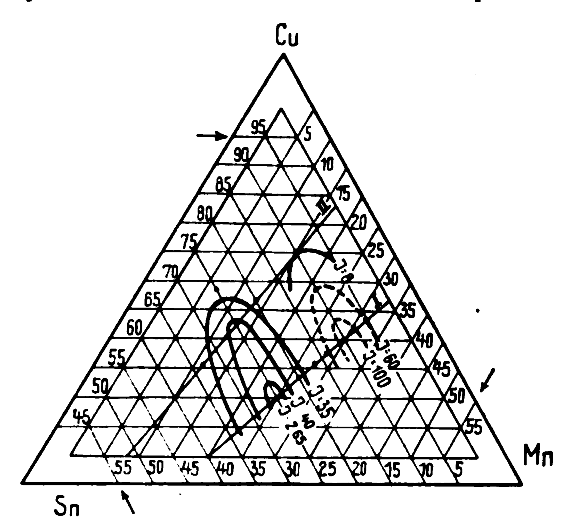


Fig. 2.

minium bzw. 18 Gewichtsprozent Zinn. Diese Tatsache, daß die maximale Intensität sich immer dann zeigt, wenn $^1/_4$ der Atome durch das Aluminium oder Zinn gestellt wird, ließ Heusler (2) vermuten, daß der Träger des Ferromagnetismus eine Verbindung von der Form:

$$[Al\,Mn_a\,Cu_{3-a}]_x \text{ bezw. } [Sn\,Mn_a\,Cu_{3-a}]_x$$

sei.

Darin sollen Mangan und Kupfer isomorph durcheinander ersetzbar sein, immer so, daß von ihnen zusammen drei Atome auf ein Atom Aluminium oder Zinn entfallen. Der wahrscheinliche weitere Anstieg der Kammlinie mit steigen-

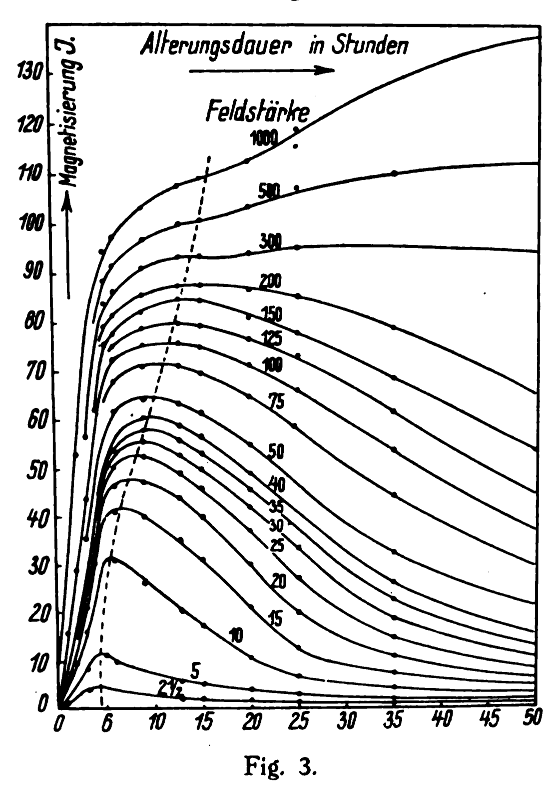


Fig. 3.

dem Mangangehalt konnte nicht realisiert werden, da schon bei zirka 30% Mangan eine Härte auftritt, die jede Bearbeitung unmöglich macht (12).

[1]) An dieser Stelle sei die Entdeckung von Weiß (8) und Hadfield (9), daß die Massensuszeptibilität des Mangan bei Wasserstoffabsorption von $+ 11 \cdot 10^{-6}$ auf $+ 2000 \cdot 10^{-6}$ bis $2700 \cdot 10^{-6}$ steigt, erwähnt. Damit ist aber μ erst auf ca. 1,2 bis 1,25 gebracht, während bei den Heusler'schen Legierungen die Größenordnung für μ ca. 100 ist.



Den Einfluß der Vorbehandlung auf die Intensität bei Heuslerschen Legierungen untersuchte Take (2, 16). Bei Erhitzung über den Umwandlungspunkt fand er Irreversibilität, d. h. die Umwandlung von dem ferromagnetischen in den paramagnetischen Zustand erfolgte beim Erhitzen bei anderer Temperatur als die Rückverwandlung bei Abkühlung. Bleibt die Alterungstemperatur unter dem Umwandlungspunkt, so erhält man die Kurven der Fig. 3 und 4. In beiden Figuren ist der Parameter $\mathfrak{H}$.

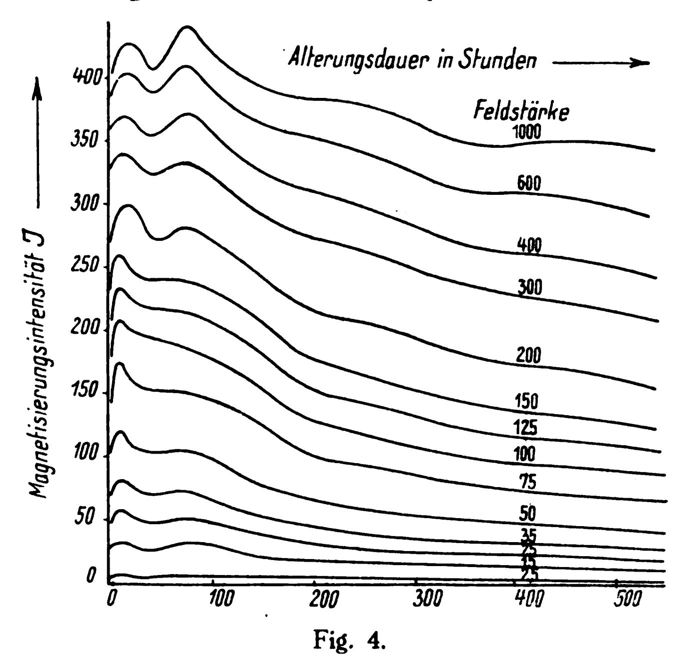


Fig. 4.

2. Hystereseschleife.

Die Form der Hystereseschleife hängt natürlich auch von der Zusammensetzung ab. Eindeutig und interessanter jedoch ist ihre Abhängigkeit von der Vorbehandlung. Asteroth (17) untersuchte das folgendermaßen: Die Proben werden

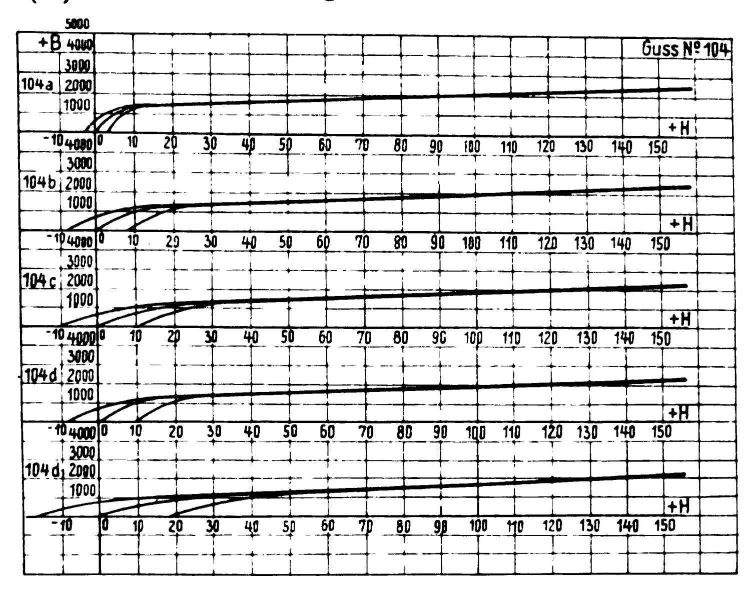


Fig. 5.

bis über ihren Umwandlungspunkt erhitzt, d. h. bis sie sich im Magnetometer als unmagnetisch erweisen. Von dieser Temperatur aus werden sie mit verschiedener Schnelligkeit abgekühlt und dann unterhalb der Umwandlungstemperatur gealtert. Die Fig. 5 und 6 zeigen das Ergebnis dieser Untersuchung. In diesen Figuren nimmt die Abkühlungsdauer von oben nach unten zu, und zwar bedeutet: a) Abschreckung, b), c), d) $^3/_4$ Stunde Abkühlung, d_1) drei Stunden Abkühlung; bei b) und c) fand die Abkühlung im Magnetfeld statt, bei b) innerhalb einer stromdurchflossenen Spule, bei c) im Erdfeld. Sonst in Eisengefäßen. Beide Figuren stammen von derselben Zusammensetzung (16,9% Mn, 9% Al, Rest Cu) und machen gleichzeitig einen anderen Einfluß deutlich, nämlich den des Schmiedens. Die zu Fig. 5 gehörige Probe war aus dem Guß erstarrt, die zu Fig. 6 gehörige war rotwarm geschmiedet und in Wasser abgeschreckt. Im zweiten Fall sind die Hystereseverluste durchwegs geringer, und es ließ sich sogar verlustlose Ummagnetisierung erzielen (Probe 105a Fig. 6).

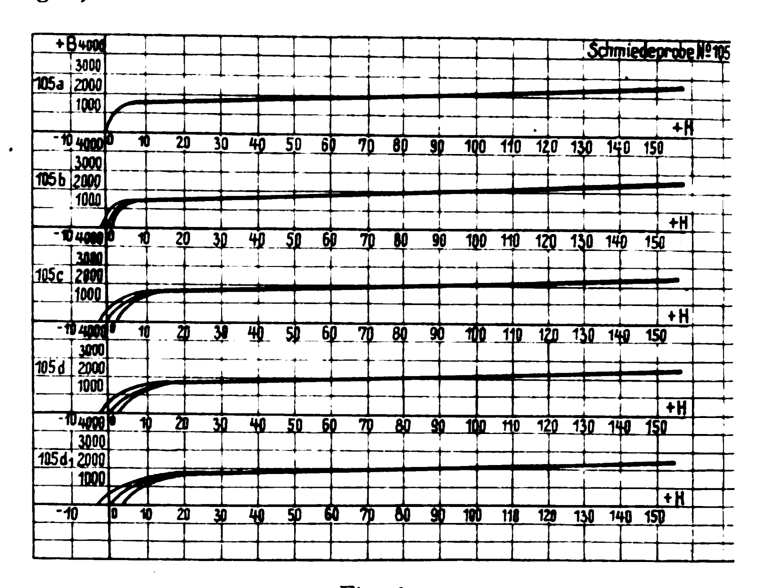


Fig. 6.

3. Magnetostriktion.

Die Magnetostriktion, d. i. Längenänderung bei Magnetisierung, besteht bei allen Feldstärken in einer Verlängerung (17, 18, 19). Die thermische Ausdehnung zeigt ähnlich wie bei anderen ferromagnetischen Stoffen Unregelmäßigkeiten in der Nähe des Umwandlungspunktes. Erhitzen unterhalb des U. P. bewirkt kaum dauernde Volumänderung, Erhitzen oberhalb des U. P. dagegen starke Volumänderung (20).

4. Spezifisches Gewicht und spez. Wärme.

Eine ähnliche Abhängigkeit von der Vorbehandlung wie die der Hystereseschleife konnten Dippel (21) und Hartmann (22) an der spezifischen Wärme und Dichte feststellen. Sie behandelten die Proben ähnlich wie Asteroth (siehe oben) und fanden, daß ein Abschrecken sowohl Steigen der spezifischen Wärme wie Sinken der Dichte zur Folge hat, während langsames Kühlen oder Altern die spezifische Wärme senkt und die Dichte hebt.

Ohne über die Zusammensetzung der elementaren Träger des Magnetismus Einzelheiten anzunehmen, ist Richarz (17, 21, 22) der Ansicht, daß dieselben eine um so kompliziertere und umfangreichere Gestalt annehmen, je mehr Zeit man ihnen zur Bildung läßt, d. h. je langsamer die Abkühlung aus der Schmelze erfolgt, oder je länger eine künstliche Alterung dauert. Mit dieser Anschauung ist eine plausible Erklärung für die Abhängigkeit der Koerzitivkraft, der Hystereseverluste, der spezifischen Wärme und Dichte von der Vorbehandlung gegeben. Es entspricht sich nach Richarz im Einklang mit der Erfahrung:

einerseits: langsames Kühlen — Altern — Bildung von Molekularkomplexen — größere Koerzitivkraft und Hystereseverluste — kleinere spezifische Wärme — größere Dichte;
andererseits: Abschrecken — Schmieden — Verhinderung größerer Komplexbildung — kleinere Koerzitivkraft und Hystereseverluste — größere spezifische Wärme — kleinere Dichte.

5. Elektrische Leitfähigkeit.

Den Einfluß der Alterungsdauer auf die elektrische Leitfähigkeit und die Thermo-EMK gegen Kupfer untersuchte Schulze (23). Die elektrische Leitfähigkeit steigt mit zunehmender Alterungsdauer bis auf das zirka eineinhalbfache an. Die Thermokraft als Funktion der Alterungsdauer verläuft parallel der elektrischen Leitfähigkeit, solange die Alterungstemperatur unter 200° C. bleibt. Bei 225° zeigen beide Kurven auffallend langsame Änderungsgeschwindigkeit (23).

6. Elektrische, thermische und optische Effekte im Magnetfeld.

Die für den Hall- und Nernsteffekt maßgebenden Koeffizienten fanden Zahn und Schmidt (24) bei den Heuslerschen Legierungen in derselben Größenordnung wie bei den ferromagnetischen Elementen Eisen, Kobalt und Nickel, während dieselben Koeffizienten bei den Einzelbestandteilen der Heuslerschen Legierung nur etwa $^1/_{10}$ dieser Größenordnung aufweisen.

Über den Kerreffekt (Drehung der Polarisationsebene des reflektierten Strahles bei Magnetisierung der reflektierenden Metalloberfläche) liegen nicht ganz übereinstimmende Beobachtungen vor (25, 26, 27, 28), doch scheint er sehr gering zu sein.

7. Kristallstruktur.

Young (29) untersuchte Heuslersche Legierungen mit Röntgenstrahlen nach der Debye-Scherrer-Methode und fand, daß die Einzelbestandteile Aluminium und Kupfer flächenzentriert kristallisieren. Die Struktur des Mangans ist nach Westgren (30) verschieden. Das sogenannte α- und β-Mangan kristallisiert als kubisches Gitter. Das γ-Mangan kristallisiert in allseitig flächenzentrierten quadratischen Prismen. Bei der Heuslerschen Legierung findet Young nun außer flächenzentrierten auch raumzentrierte Kristalle. Er stellte diese Strukturverschiedenheit an zwei Proben fest, nämlich

Probe IV a : 15,9% *Al*, 23,9% *Mn*, 60,3% *Cu*, μ_{max} ca. 85
Probe III a : 14,3% *Al*, 28,6% *Mn*, 57,1% *Cu*, μ_{max} ca. 1,5.

Der raumzentrierte Anteil wurde nur bei IVa zweifelsfrei festgestellt, wird aber auch bei IIIa vermutet, da die Methode erst von zirka 5 bis 10% Anteil aufwärts genügend sicheren Aufschluß gibt. In beiden Fällen war eine Änderung der Permeabilität (bei IVa auf 15, bei IIIa auf 2,5) durch Erhitzen auf 600° und Abschrecken ohne Einfluß auf die vorher gefundene Struktur. Ebenso blieb eine Magnetisierung mit $\mathfrak{H}$ 3500 ohne jeden Einfluß. Auch Compton, Trousdale und Rognley (31, 32) wiesen an Magnetit nach, daß Gitterkonstante, Linienintensität und γ-Strahl-Absorptionskoeffizient in keiner Weise durch ein angebrachtes Feld geändert wurden. Der einzige Einfluß ist eine von Forman (33) und Becker (34) angegebene Änderung des Absorptionskoeffizienten für Röntgenstrahlen.

d) Verwendung.

Über die praktische Verwertbarkeit der Heuslerschen Legierungen muß gesagt werden, daß sie nur für Forschungszwecke in Betracht kommen können, denn für ein Material, dessen Magnetisierungskurve ungefähr zwischen denen des Nickels und des Kobalts liegt (also etwa bei $^1/_3$ der $\mathfrak{B}$-Werte von Schmiedeeisen, siehe Kurven Fig. 15), das zweitens sehr hart und schwer zu bearbeiten und drittens teuerer als Eisen ist, hat die Technik keine Verwendung.

II. Eisengruppe.

Über die unzähligen Legierungsmöglichkeiten der ferromagnetischen Elemente untereinander und mit anderen Zusätzen liegt eine entsprechende Zahl von Untersuchungen vor. Eine systematische Verfolgung jedoch des Zusammenhanges der magnetischen Eigenschaften mit dem Mischungsverhältnis und der Vorbehandlung wurde mit ähnlicher Gründlichkeit wie bei den Heuslerschen Legierungen nur bei den wichtigsten der binären Reihen unternommen und führte zu auffälligen Besonderheiten nur bei Eisen-Kobalt und Eisen-Nickel. Diese allein sollen darum genauer betrachtet werden.

A) Eisen mit verhältnismäßig geringen oder praktisch nicht verwerteten Zusätzen.

Über diese Zusätze zum Eisen seien nur knapp folgende, zum größten Teil dem „Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus“, (Graetz) entnommenen Angaben gemacht. Ausführliche Tabellen sind von Gumlich veröffentlicht (35).

a) Kohlenstoff.

(Stahl: 0,5 bis 1,5%, Gußeisen: 2 bis 3%.)

Bekanntlich wird Stahl schon seit langer Zeit für Dauermagnete verwandt. Es muß aber betont werden, daß die früher verbreitete Anschauung, diese Eignung beruhe auf besonders hoher Remanenz, durchaus nicht zutrifft. Die Remanenz ist im Gegenteil bei Stahl geringer als bei reinem Eisen. Maßgebend ist vielmehr die bedeutend höhere Koerzitivkraft des Stahls. Mit anderen Worten: der Kohlenstoffgehalt verflacht und verbreitert die Hystereseschleife und senkt außerdem die Sättigungsintensität (30). (Bezüglich der letzteren siehe Stahl und Gußeisen Fig. 15.)

b) Silizium und Aluminium.

Die maximale Permeabilität wird durch Aluminium herabgedrückt, durch Silizium gehoben (36). Gumlich (37) findet bei sehr hohem Siliziumgehalt (5 bis 8%) jedoch Abnahme der Permeabilität mit zunehmendem Siliziumgehalt. Daraus kann gefolgert werden, daß die Wirkung des Siliziums stark davon abhängt, welche Zusätze das Eisen sonst noch enthält. Burgeß und Aston (38) finden, daß durch einen Siliziumzusatz bis 4% bei gewöhnlichem Eisen die Permeabilität für kleine Feldstärken stark gehoben wird, dagegen nicht bei Elektrolyteisen. Nach Baker (39) hebt wachsender Zusatz von Silizium zu schwedischem, möglichst Mg- und C-freiem Eisen die Permeabilität, senkt aber die Sättigungsintensität, die Koerzitivkraft und den Hystereseverlust. Otto (40): Siliziumgehalt wirkt auf Hystereseverlust durchwegs günstig, auf Induktion, Permeabilität und Remanenz nur bei schwachen Feldern, bei starken umgekehrt. Yensen (41): Es wird angenommen, daß nach einer Glühtemperatur von 1100° ein Teil des Siliziums in feste Lösung übergeht, ein anderer die Reduktion von Fe O besorgt.

Als besonders gute Werte sind folgende angegeben:

% Si	μ_{max}
0,15	66 500
3,4	63 300



Diese durch Vakuumschmelzung erzielten außerordentlichen Werte zeigt die Fig. 7, die wegen des sehr kleinen

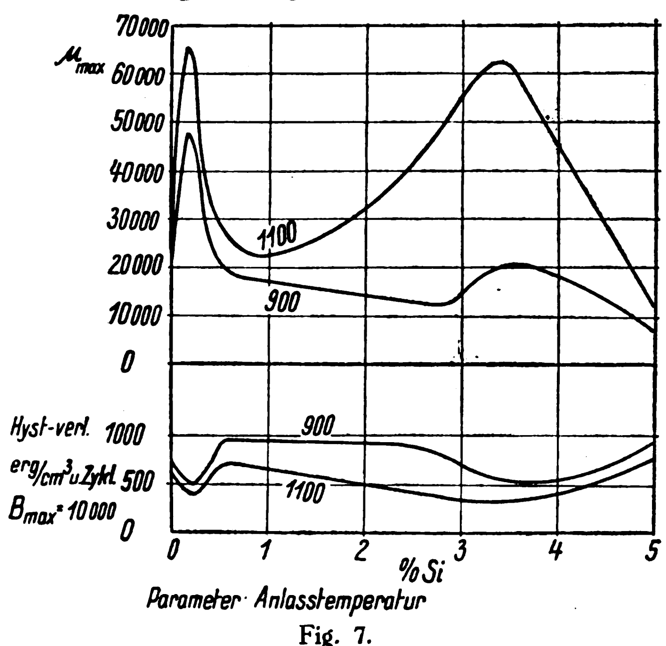


Fig. 7.

Maßstabes der Originalfigur nur geringe Genauigkeit besitzt. Zugleich sieht man, welche Vorzüge die Anlaßtemperatur von 1100° C. gegen diejenige von 900° aufweist. Der Minimalwert des Hystereseverlustes beträgt nur etwa $^1/_8$ von dem des handelsüblichen Materials.

Besondere Bedeutung haben Siliziumbeimengungen bekanntlich im Elektromaschinen- und Transformatorenbau, weil sie die elektrische Leitfähigkeit und damit die Wirbelstromverluste vermindern (Dynamoblech).

c) Wolfram- und Chromstahl.

Magnetisierbarkeit etwas geringer, aber sehr starke Koerzitivkraft. Material für Dauermagnete (42). K-S-Stahl siehe Eisen-Kobaltreihe.

d) Mangan-Stahl.

Sehr große Koerzitivkraft. Bei 12% Mn sinkt die Magnetisierbarkeit fast auf Null, kann aber durch geeignete Wärmebehandlung (tagelanges Erhitzen auf zirka 500°) wieder gehoben werden (43). Griffiths (44) findet bei 3,85% Mn ein von den übrigen Zusammensetzungen abweichendes mikrographisches Strukturbild und ein Maximum des Hystereseverlustes.

e) Andere Zusätze.

Antimon: bei 74% Sb fast ganz unmagnetisch. Von 62% Sb ab starke Steigerung der Magnetisierbarkeit (45).

Vanadium: Intensität sinkt bis 30% V langsam, bis 40% sehr rasch (46).

Titan: Schon geringe Zusätze (bis 1%) erhöhen die Maximalinduktion und die Permeabilität. Gleichzeitig werden die Hystereseverluste verringert, bei stärkeren Zusätzen aber gehoben (47).

Arsen und Wismut: Geringe Mengen steigern die Intensität und senken den Hystereseverlust (48).

Bor: Für geringe Mengen gilt dasselbe wie bei As und Bi, für größere das Gegenteil. Brauchbare Legierung nicht gefunden (49).

Phosphor: Je nach thermischer Vorbehandlung sehr verschieden (50).

Schwefel: Geringe Mengen sind in magnetischer Hinsicht unschädlich, größere sehr schädlich (35).

Zur Verdeutlichung des starken Einflusses von Verunreinigungen auf die magnetischen Eigenschaften ferromagnetischer Stoffe erwähnt Yensen (51), daß bei einer Fe-Si-Legierung eine C-Gehaltsdifferenz von weniger als 0,01% eine Differenz der Permeabilität von 50 000 bis 5000 bewirkte. Derartige geringe C-Gehaltsdifferenzen konnten vor Entwicklung der Flüss.-Luft-Vakuum-Methode der Kohlenstoffanalyse gar nicht ermittelt werden.

B) Eisen-Kobaltreihe.

a) Zusammensetzung.

Zusammenhängende Untersuchungen über einige physikalische Eigenschaften führten zu den Kurven der Fig. 8

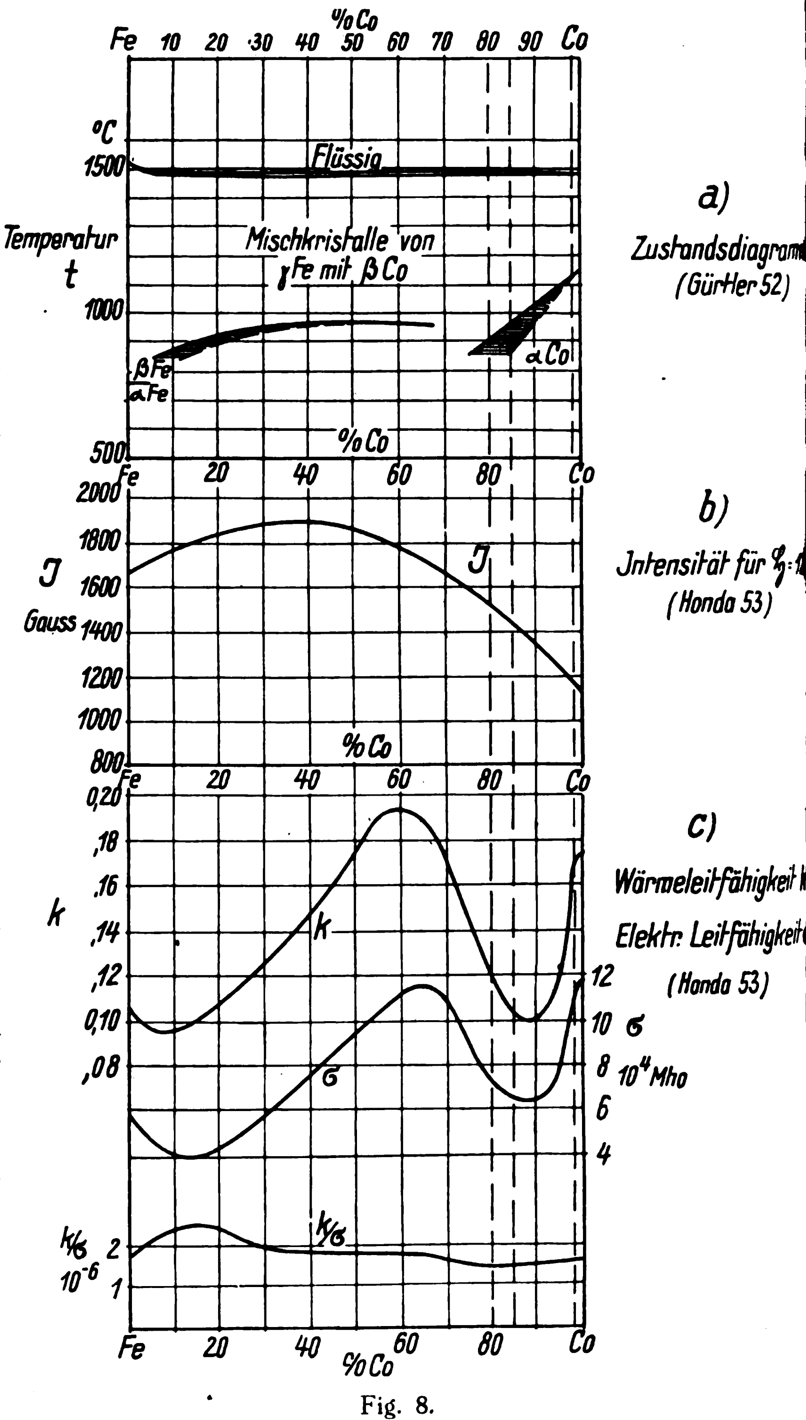


Fig. 8.

(52, 53). Das benutzte Ausgangsmaterial hatte folgende Verunreinigungen (in %):

	C	Si	Mn	P	S	Cu	Fe	Ni
Eisen	0,09	0,11	0,31	0,03	0,026	0,288	—	—
Kobalt	0,24	0,14	—	—	—	—	1,4	1,1

b) Vorbehandlung.

Über die Vorbehandlung lassen sich keine allgemeinen Angaben machen.

c) Eigenschaften.

1. Intensität.

Die Kurve der Intensität für $\mathfrak{H}$ = 1200 zeigt, wie auch Preuß (54) und Yensen (55) fanden, ein Maximum bei zirka 35% Co. (54). Diese Legierung besitzt die höchste bisher überhaupt gemessene Sättigungsintensität (s. Fig. 15).

2. Hystereseschleife.

Eine abnorm breite Schleife zeigt der K-S-Stahl, der hier genannt werden muß, obwohl er außer 30 bis 40% Co. noch 5 bis 9% Wolfram, 1,5 bis 3% Chrom und 0,4 bis 0,8% Kohlenstoff enthält. Über diesen, nach dem Japaner K. Sumitomo benannten Stahl berichten Honda und Saito folgendes (56): Nach Härtung von 950° aus im Ölbad und Magnetisierung mit $\mathfrak{H}$ = 1500 Gauß zeigt der Stahl bei etwa gleicher Remanenz des besten Wolframmagnet-Stahles dessen zirka dreifache Koerzitivkraft, also 200 bis 250 Gauß. Das bedeutet eine spezielle Eignung für ungünstige Formen von Dauermagneten, z. B. kurze Stabmagneten, die ja einen großen Entmagnetisierungsfaktor besitzen. Durch Erwärmung wird diese Eignung nicht nennenswert verschlechtert. Der magnetische Temperaturkoeffizient zwischen 28° und 100° beträgt nur 0,00021, und ein 40stündiges Altern in kochendem Wasser bewirkt einen kleinen Anstieg der Remanenz. Gleichzeitig nimmt die Koerzitivkraft ab. Zahlen dafür sind nicht angegeben. Weitere Alterungsversuche, nämlich 850mal wiederholtes Fallen aus 1 m Höhe auf Stein hatten nur 6% Abnahme der Magnetisierung zur Folge.

3. und 4. Über Magnetostriktion, thermische Ausdehnung, spezifische Wärme und Dichte sind keine Besonderheiten anzugeben.

5. Leitfähigkeiten.

Die thermische und elektrische Leitfähigkeit laufen parallel in Abhängigkeit von der Zusammensetzung. Das Verhältnis beider ist angenähert konstant (53, siehe Fig. 8).

6. Über elektrische, thermische und optische Effekte im Magnetfeld sind keine systematischen Angaben vorhanden.

7. Kristallstruktur.

Die Kristallstruktur wurde von M. R. Andrews (57) nach der Debye-Scherrer-Methode untersucht und erwies sich als folgende:

0—80% Co: nur raumzentriert kubisch,
80—85% Co: raum- und flächenzentriert kubisch,
85% Co: nur flächenzentriert kubisch,
98% Co: vorwiegend flächenzentriert kubisch, Spuren hexagonal,
100% Co: beide Formen von 98% nebeneinander.

Diese Ergebnisse sind in Fig. 8 eingezeichnet (vertikal gestrichelt). Ein Zusammenhang zwischen Struktur und den physikalischen Konstanten ist nicht ersichtlich. Über den Einfluß eines magnetisierenden Feldes auf die Kristallstruktur sind keine Versuche angegeben.

d) Verwendung.

Für die praktische Verwendung kommen nach obigem die Legierungen mit 30 bis 40% Co in Frage. Einerseits rein für Polschuhe von Elektromagneten wegen der hohen Sättigungsintensität, andererseits mit den erwähnten Zusätzen als K-S-Stahl für Dauermagnete. Da die reine 35%ige Legierung außer ihrer hohen Sättigung auch noch geringe Hystereseverluste zeigt, sollte man sie zur Verwendung bei elektrischen Maschinen und Transformatoren für geeignet halten. Leider ist aber dazu ihre Leitfähigkeit und damit der Wirbelstromverlust zu groß, die mechanische Bearbeitung schwierig und der Preis für Kobalt zu hoch (55).

C) Eisen-Nickelreihe.

a) Zusammensetzung.

Die Fe-Ni-Legierungen werden in irreversible und reversible eingeteilt, d. h. solche, bei denen die magnetische Umwandlung während des Erhitzens bei verschiedener bzw. gleicher Temperatur als während des Abkühlens erfolgt. Bis zirka 27% Ni läßt sich bestimmt Irreversibilität nachweisen, bei mehr Ni nicht bestimmt, aber sie wird vermutet für den Fall, daß Abkühlung bis zum absoluten Nullpunkt möglich wäre (58). So kommt es, daß als Grenze verschiedene Werte des Ni-Gehaltes angenommen werden, und zwar an den Stellen, die einer Verbindung entsprechen, z. B. 26% (Fe_3Ni), 34,5% (Fe_2Ni) und 68% ($FeNi_2$) (59, 60). Im vorliegenden Bericht soll unter irreversibler Legierung speziell eine solche von 25 bis 27% verstanden werden. Außerdem soll besonders auf die beiden in der Einleitung erwähnten Legierungen (50% und 78,5% Ni) eingegangen werden. Neuere sehr gründliche Untersuchungen der ganzen Fe-Ni-Reihe mit reichhaltigen Literaturangaben werden zurzeit von Würschmidt veröffentlicht (61). Was Verunreinigungen betrifft, so bemerkt Yensen (51) folgendes: Gegen die zwecks besserer Schmiedbarkeit üblichen Zusätze Mangan und Titan ist die Legierung sehr empfindlich. In magnetischer Hinsicht besser ist immer noch der Manganzusatz, die besten Proben jedoch wurden ganz ohne Zusatz gewonnen und ohne Schmieden direkt aus dem Barren bearbeitet. Sauerstoffgehalt vermindert nicht die Nachteile fremder Beimengungen. Darum sind die Vorbereitungen und das Anlassen besonders bei dünnen Blechen in einer Wasserstoffatmosphäre vorzunehmen. Über die unvermeidlichen Verunreinigungen orientieren folgende Angaben. Arnold und Elmen (62) finden in ihrem fertigen Material: 78,23% Ni, 21,35% Fe, 0,04% C, 0,03% Si, Spuren P, 0,035% S, 0,22% Mn, 0,37% Co, 0,10% Cu, während Honda Ausgangsmaterialien von folgender Zusammensetzung verwandte (63):

	C	Si	Mn	P	S	Cu	Fe	Co
Eisen	0,09	0,11	0,31	0,03	0,026	0,288		
Nickel	0,29	0,15	0,35	—	0,017	4,2	1,25	0,24

Würschmidt (61) macht darauf aufmerksam, daß die magnetische Analyse weit genauer als die chemische ist. Wenn also Unstetigkeiten in der Funktion: Magnetische Eigenschaft abhängig von Zusammensetzung auftreten, so ist eine glatte Einordnung unter Bevorzugung des magnetischen Befundes vorzunehmen. Williams (64) bemerkt bezüglich Reinnickel, es sei unmöglich, zwei Proben mit gleichen magnetischen Eigenschaften zu finden.

b) Behandlung.

Ebenso wichtig wie die Zusammensetzung ist die thermische und mechanische Behandlung. Nach dem, was über



Fig. 9.

die Irreversibilität gesagt ist, leuchtet es ein, daß eine irreversible Legierung bei Zimmertemperatur ganz verschiedene magnetische Eigenschaften zeigen kann, je nachdem, ob sie von hoher Temperatur gekühlt oder von niederer erwärmt wurde. Bei der 50%igen und 78,5%igen Legierung werden ganz bestimmte Vorbehandlungen als Optima angegeben.



Yensen (51) schreibt von der 50prozentigen, sie sei leicht herstellbar, bei heller Rotglut zu schmieden und zu walzen. Auch Kaltwalzung sowie Stanzen in jede Form ist möglich. Nach dem Stanzen wurde die Legierung zwecks Reduktion 8—10 Stunden lang bei 1000—1100° C. in Wasserstoffatmosphäre geglüht. Die Art der Abkühlung spielt keine wesentliche Rolle. Die Legierung mit 78% Ni erfuhr durch Yensen folgende Behandlung:

1. Barren in Bleche geschmiedet,
2. gewalzt auf 0,125, 0,25 und 0,35 mm,
3. Ringbleche (4,5 und 3,17 cm Durchmesser) gestanzt,
4. angelassen eine Stunde bei 900° im Vacuum,
5. langsam gekühlt bis 625°,
6. bei 625° unter Stickstoff 15 Min. im Ofen gelassen,
7. schnell aus dem Ofen entfernt, an Ni-Draht befestigt in Luft geschwungen so, daß Abkühlung von 625° bis 300° in einigen Sekunden erfolgte.

Arnold und Elmen (62) wählten, obwohl sie keinen Zweifel hatten, daß jede Zusammensetzung ihre eigene Vorbehandlung erfordert, doch zur Aufnahme der Kurve der Anfangspermeabilität (Fig. 9d) eine gleichartige Vorbehandlung, und zwar die, welche bei 80% Ni als beste festgestellt war. Dadurch sind höchstens in den Einzelheiten Abweichungen entstanden und das auch nur außerhalb des 80%-Bereiches. Die gewählte Vorbehandlung war:

1. Erhitzung auf 900° C.
2. langsames Kühlen unter Schutz vor Oxydation.
3. Erhitzung auf 600° C.
4. plötzliche Abkühlung durch Auflegen des als dünnes Band gewalzten Materials auf eine Kupferplatte von Raumtemperatur.

Aus den verschiedenen Formen bzw. Behandlungsweisen, welche Yensen und Arnold und Elmen für ihre Proben anwenden, entstehen zum Teil erhebliche Widersprüche in ihren Angaben, besonders bezüglich der Anfangspermeabilität.

Die mechanische Behandlung wurde in Form von Zugbelastung untersucht. Ihre Einflüsse sind bei Besprechung der einzelnen Eigenschaften angegeben.

c) Eigenschaften.

1. Intensität.

Die Kurven *c* und *d* der Fig. 9, die alle nach der ballistischen Methode aufgenommen wurden, zeigen, daß die Intensität bzw. $\mathfrak{B}$ und μ in ganz verschiedener Weise von der Zusammensetzung abhängt, je nach der Feldstärke $\mathfrak{H}$. Geringer Ni-Gehalt (5%) ruft nach Angaben von Leick und anderen (65, 66) eine Steigerung der Sättigungsintensität hervor. Die Kurven von Yensen (Fig. 9c) lassen gerade für die Sättigungswerte nichts davon erkennen, wahrscheinlich, weil es sich um ganz verschiedene Herstellungsweisen handelt. Yensen gewann seine Legierungen durch Schmelzen, Leick durch Elektrolyse. In den Kurven Yensens wird außerdem für reines Eisen ein abweichender Sättigungswert angegeben ($4\pi \cdot J_\infty = 22\,600$ statt 21 600). Das Minimum der Sättigungsintensität bei zirka 30% Ni wird von Mc. Keehan (4) als unecht angesprochen, da er glaubt, daß bei der hier vorliegenden abnormen Härte die Sättigung gar nicht erreicht ist. Zum Vergleich sind darum in das einer Arbeit von Yensen (51) entnommene Diagramm 9c der Intensitäten qualitativ einige Kurven von Honda (58) und Hegg (67) punktiert eingetragen. Während Honda für Material, das auf 900° angelassen und dann gekühlt wurde, bei $\mathfrak{H} = 1400$ Gauß einen ähnlichen Verlauf erhält, wie die stark gezeichnete Sättigungskurve Yensens ($\mathfrak{H}$ = ?), zeigt die Kurve α den Verlauf, den er bei einmal in flüssiger Luft gekühltem Material und $\mathfrak{H} = 1400$ erhielt, Kurve β entspricht einer Kurve von Hegg, aufgenommen bei $\mathfrak{H} = 10\,000$. Würschmidt (61) gibt die $4\pi J$-Werte für $\mathfrak{H} = 100$ an, und seine Kurve unterscheidet sich von der Yensenschen in dreierlei Hinsicht:

1. zeigt sie sofort von 0% Ni an einen steilen Abfall,
2. liegt ihr nicht ganz so scharfes Minimum bei zirka 25% Ni (statt 29%), und
3. ihr zweites Maximum bei 45% Ni (statt zirka 49%).

Der Verlauf $\mu = f(\mathfrak{H})$ bei reinem Eisen und drei Legierungen kann in Fig. 10 verglichen werden. Die Kurve für

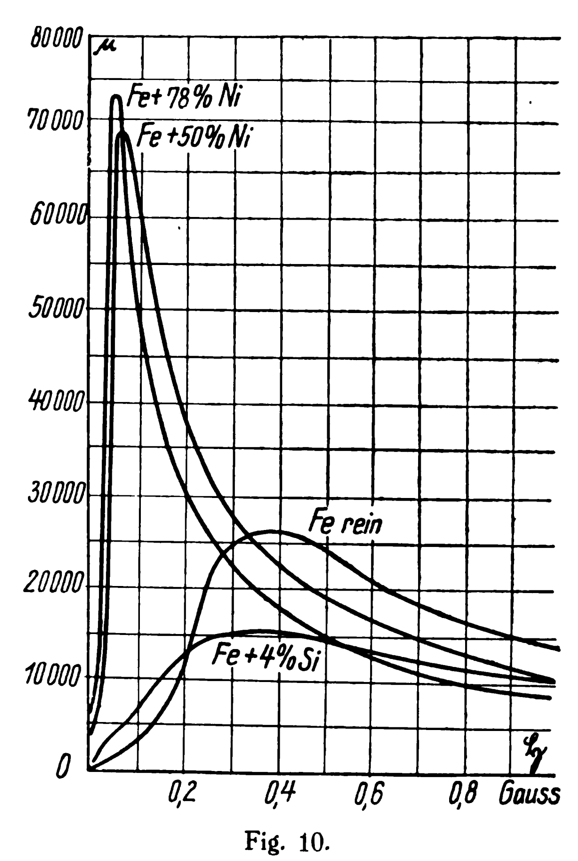


Fig. 10.

die Anfangspermeabilität (Fig. 9d) zeigt das Charakteristikum der „Permalloy": eine enorme Anfangspermeabilität —

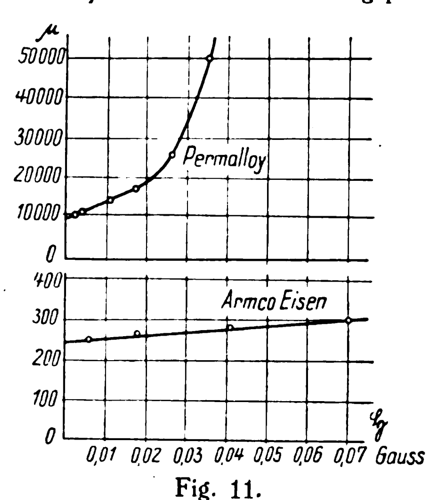


Fig. 11.

nach Arnold und Elmen 12 000 gegen zirka 250 bei bestem Armco-Eisen. Zunächst fällt auf, daß dieses scharf ausgeprägte Maximum sich nicht mit dem in der Zustands-

kurve (Fig. 9a bei zirka 70% Ni) deckt. Arnold und Elmen schreiben, daß es ihnen durch keinerlei Vorbehandlung gelang, diese Maxima zur Übereinstimmung zu bringen. Auch sind in der Gegend von 80% Ni gar keine sonstigen physikalischen, chemischen oder mechanischen Eigentümlichkeiten nachzuweisen. Im Gegenteil ist hier die für die Anfangspermeabilität so wichtige Vorbehandlung ohne Einfluß auf die mechanischen Eigenschaften. Aus Fig. 11 ist zu sehen, wie die Anfangspermeabilität durch Extrapolation aus den bei $\mathfrak{H} = 0{,}002$, 0,003 und 0,010 Gauß gemessenen Permeabilitäten gewonnen wurde. Daß die extreme Anfangspermeabilität sehr empfindlich gegen Verunreinigungen ist (besonders gegen Kohlenstoff), war wohl zu erwarten. Ebenso empfindlich ist sie gegen mechanische Einflüsse. Durch Zug kann sie auf $^1/_{10}$ ihres ursprünglichen Wertes herabgedrückt werden. Würschmidt (61) findet bei mehreren Ni-Legierungen trotz Konstanthaltung des Prozentgehaltes ganz verschiedene Anfangspermeabilitäten, ohne daß Unterschiede in der Verunreinigung oder der Vorbehandlung dafür verantwortlich gemacht werden können, wohl aber evtl. verschiedene Eigenschaften des verwandten Reinnickels. Dabei entsprechen größeren Anfangspermeabilitäten kleinere Koerzitivkräfte.

Ganz anders als mit der Anfangspermeabilität steht es mit der Sättigungspermeabilität. Im Sättigungsgebiet wird

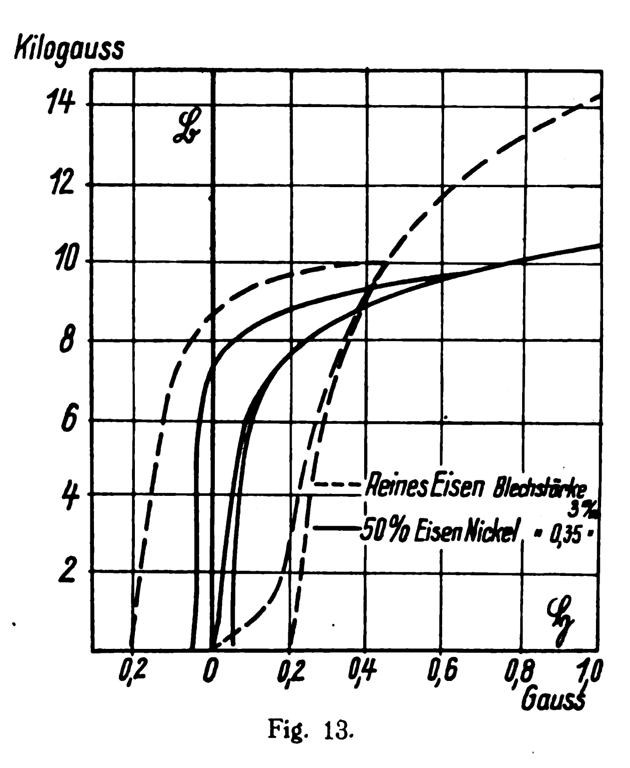


Fig. 13.

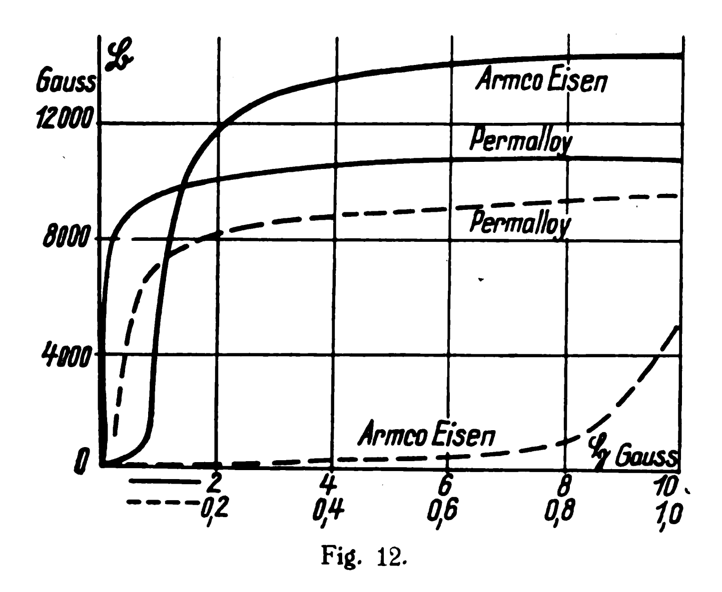


Fig. 12.

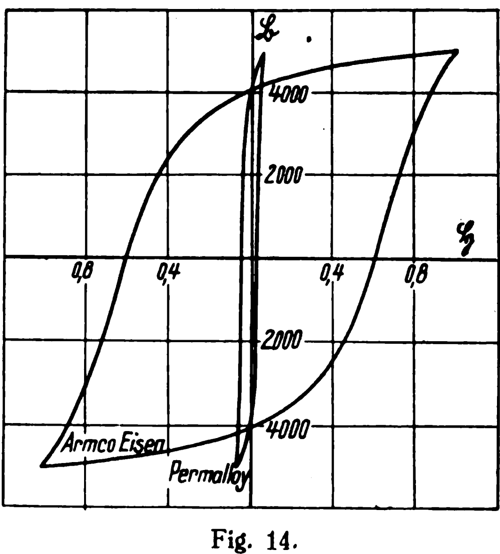


Fig. 14.

die Permalloy von der 50%igen, und diese wieder von reinem Eisen überholt (siehe Fig. 9c, 12 und 15). Die Sättigungsintensität ist bei der Permalloy gegen Wärmebehandlung unempfindlich.

2. Hystereschleife.

Kurve 9e zeigt, daß die Hystereseverluste in Abhängigkeit von der Zusammensetzung ein breites Minimumgebiet besitzen, in das sowohl die 50prozentige als auch die 78,5 Niprozentige Legierung hineinfällt. Vergleichende Schleifen zeigen Fig. 13 und 14. In Fig. 14 ist das Verhältnis der Flächen 1 : 16. Ebenso groß ist das Verhältnis der Koerzitivkräfte, während die Remanenzen gleich sind. Buckley (68) findet, daß Zugbelastung bei Legierungen mit 45 %, 65 %, 78,5 % Ni die Hystereseverluste verkleinert (bei einer gut geglühten Permalloy auf zirka $^1/_{100}$ desjenigen von besten Silizium-Legierungen), bei einer 84%igen dagegen vergrößert, während eine Legierung mit 81% Ni in dieser Hinsicht fast unabhängig vom Zug ist.

3. Magnetostriktion.

Die Magnetostriktionseffekte sind nach Bureau of standards (59): Stets Joule-Effekt vorhanden (Verlängerung bei Längsmagnetisierung). Längenänderung bei Zirkularmagnetisierung und Torsion teils positiv, teils negativ. Abkühlung wirkte auf magnetische Verlängerung ähnlich wie auf Magnetisierungsintensität: Über 28,7% Ni schwächt schwaches, verstärkt starkes Feld, unter 28,7% Ni verstärkt jedes Feld diese Größen. Wenn die Legierung einen kleinen thermischen Ausdehnungskoeffizienten hat, ist die Volumausdehnung eines magnetisierten Ellipsoids besonders groß (größer als bei anderen ferromagnetischen Substanzen). Wiedemann-Effekt = Torsion bei gleichzeitiger Längs- und Zirkularmagnetisierung verläuft ähnlich wie bei Eisen.

In der Gegend von 80% Ni stellen Honda und Kido (69) einen Nullwert für die Magnetostriktion fest. Nach Buckley (68) zeigen Legierungen mit weniger als 81% eine Ausdehnung, solche mit mehr als 81% eine Zusammenziehung bei Magnetisierung. Arnold und Elmen (62) finden an

ihren 80,5%igen Proben eine stärkere Ausdehnung als bei Eisen. Mc. Keehan (70) glaubt, daß irgendein Zusammenhang bestehe zwischen der abnormen Anfangspermeabilität und dem entgegengesetzten Verhalten des Fe und Ni bezüglich der Magnetostriktion bei kleinen Feldstärken. Eisen sucht sich ja bei schwachen Feldern auszudehnen, bei starken zusammenzuziehen (Villarischer Umkehrpunkt), während Nickel bei allen Feldstärken eine sogenannte „verkürzende Magnetostriktion" zeigt (69).

4. Die Dichte

variiert kontinuierlich durch die ganze Reihe (62).

5. Leitfähigkeiten.

Die Kurven 9*f* zeigen, ähnlich wie bei der *Fe-Co*-Reihe den parallelen Verlauf der thermischen und elektrischen Leitfähigkeit, deren Quotient zwecks Nachprüfung des Wiedemann-Franzschen Gesetzes von Honda (63) ermittelt wurde. Die gestrichelten Teile entsprechen Proben, welche von —190° auf Raumtemperatur erwärmt, während die zu den ausgezogenen Linien gehörigen Proben von +900° auf Raumtemperatur abgekühlt wurden. Dem ersteren Verlauf fast genau parallel sind die hier nicht eingezeichneten Kurven des Elastizitäts- und Torsionsmoduls, welche nur bei 85% Ni wieder abwärts biegen (71). Bei der Permalloy kann die Wirkung des Zuges auf die elektrische Leitfähigkeit durch eine solche des Magnetfeldes additiv ersetzt werden. Mit jeder Ursache allein ist eine maximale Änderung des Widerstandes von 2% zu erreichen. Ist diese Grenze z. B. durch Magnetisierung erreicht (was schon bei ca. 1 Gauß Feldstärke der Fall ist), so bleibt noch so starker Zug wirkungslos. Aus der additiven Vertauschbarkeit kann geschlossen werden, daß Zug und Magnetfeld dieselbe Strukturänderung hervorrufen (62). Diese Änderung des elektrischen Widerstandes kann nach Arnold und Elmen übrigens zu einer auf 1% genauen Meßmethode von Erdfeldkomponenten benutzt werden. Man muß ja bedenken, daß die Permalloy im Erdfeld schon fast gesättigt ist.

6. Elektrische, thermische und optische Effekte im Magnetfeld.

Bezüglich des Hall-Effektes findet Palmer H. Craig (72), daß bei der Permalloy keine Eigentümlichkeiten wie die magnetischen vorliegen. Der Kerr-Effekt (siehe S. 89) wurde von Loria (27) für einige Fe-Ni-Legierungen (25,4; 27 und 36% Ni) untersucht. Dabei zeigten die irreversiblen Legierungen mit 25,4 und 27% im unmagnetisierbaren Zustand eine ebenso starke negative Drehung wie die stark magnetische 36%ige Legierung.

7. Kristallstruktur.

Genau wie die Fe-Co-Reihe wurde auch die Kristallstruktur durch Röntgenstrahl-Analyse von M. R. Andrews (57) untersucht. Es ist:

0—25% Ni: raumzentriert kubisch,
25—30% Ni: raum- und allseitig flächenzentriert kubisch,
30—100% Ni: nur allseitig flächenzentriert kubisch.

Diese Grenzen sind in die Diagramme (Fig. 9) eingetragen. Sie fallen mit einigen ausgezeichneten Werten der Kurven zusammen, geben jedoch keinen Anhaltspunkt über die bei der vermuteten Verbindung Fe_2Ni (34,45% Ni) liegenden extremen Werte, z. B. des „Invar", d. i. eine Legierung mit minimalem Ausdehnungskoeffizienten.

Die irreversiblen Legierungen ergeben Strukturbilder, die je nach dem Zustand der Legierung verschieden sind. So fand M. R. Andrews bei 20,1% Ni im:

unmagnetisierbaren Zustand allseitig flächenzentrierte kubische Kristalle,

magnetischen Zustand (nach Abschrecken in flüssiger Luft) raumzentrierte Kristalle. Denselben Befund berichtet Kirchner (73) von einer 25%igen Eisen-Nickel-Legierung, zugleich mit einigen anderen Angaben:

	spez. elektr. Widerstand	Zerreismodul	Dichte
unmagnetisierbar	0,00072	80 kg/mm	8,15
magnetisierbar	0,00052	135 „	7,98

Im unmagnetisierbaren Zustand findet er überwiegend flächenzentrierte Kristalle mit $d = 3{,}576$ Å, verschwindend geringen Anteil an raumzentrierten. Im magnetisierbaren Zustand ändert sich die Gitterkonstante des flächenzentrierten Anteils nicht, aber der Anteil der raumzentrierten Kristallstruktur nimmt stark zu, dessen $d = 2{,}85$ Å ist. Über die Wirkung einer Variation der Feldstärke auf die Struktur ist in diesen Arbeiten nichts angegeben.

Trotz der Übereinstimmung dieser Tatsachen mit den bei den Heuslerschen Legierungen erwähnten und denen beim reinen Eisen (74) sind direkte Schlüsse von der Gitterstruktur auf die Magnetisierbarkeit unzulässig, und Andrews macht z. B. darauf aufmerksam, daß Chrom, Wolfram und Molybdän auch raumzentriert kristallisieren, aber unmagnetisch sind. Auch zeigen die Modifikationen des reinen Nickels (α- und β-Ni) im Gegensatz zu denen des reinen Eisens gar keinen Zusammenhang zwischen magnetischem Verhalten und Gitterstruktur. Sowohl das magnetische α-Ni wie das unmagnetische β-Ni kristallisieren kubisch flächenzentriert (75).

d) Verwendung.

Die folgende Tabelle (51) gibt die charakteristischen Werte für die wichtigen Fe-Ni-Legierungen im Vergleich mit reinem Eisen und Si-legiertem Eisen und weist damit gleich auf die Verwendungsgebiete hin.

	Fe rein 3 mm dick	Fe + 4% Si 0,35 mm d.	Fe+50% Ni 0,35 mm d.	Fe+78% Ni 0,35 mm d.
Anfangspermeabilität	700	440	3000	**5850**
max. Permeabilität	26000	15500	70000	74000
Sättigungsintensität (Gauß)	22600	20000	**15500**	10500
Hystereseverlust (in erg pro cm³ u. Zykl. für $\mathfrak{B}_{max} = 10000$)	600	500	**220**	**200**
Remanenz (Gauß)	8600	5200	7300	5500
Koerzitivkraft (")	0,2	0,15	0,05	0,05
elektr Widerst. (20° C) ($\mu\Omega/cm^3$)	10	55	46	21
Dichte	7,9	7,6	8,3	8,6

Zur Beurteilung der **50**%igen Legierung betrachte man die Kurven *c*, *e*, *f* in Fig. 9. Die Sättigungsintensität hat ein Maximum, der Hystereseverlust ein breites Minimum und die Leitfähigkeit ist nur etwas über ihren Minimalwert angestiegen, so daß auch die Wirbelstromverluste nicht sehr hoch sein können. Das sind Eigenschaften, die im Elektromaschinenbau geschätzt werden.

Die **78**% Ni-Legierung mit ihrer abnorm hohen Anfangspermeabilität und geringen Hystereseverlusten hat eine ganz besondere Bedeutung für die Kabeltechnik. Die Spannungs- und Stromschwingungen der Telephonie und Schnelltelegraphie klingen längs des Kabels nach einer *e*-Funktion von der Form $e^{-\beta x}$ ab,

wenn:

x — Kabellänge

$$\beta = \sqrt{\frac{\omega C}{2}\left[\sqrt{R^2+(\omega L)^2}-\omega L\right]} \quad \text{oder für} \quad \frac{R^2}{L^2\omega^2} << 1$$

$$\beta = \frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}}$$

worin

R = Wirkwiderstand pro Kilometer,
C = Kapazität pro Kilometer,
L = Selbstinduktionskoeffizient pro Kilometer,
ω = Kreisfrequenz bedeuten.

Eine Vergrößerung von L ist also günstig, und darum sind schon lange die Pupin-Spulen und Krarup-Kabel mit Eisenumspinnung in Gebrauch. Es ist nun klar, daß bei den sehr schwachen Strömen und Feldern eine Permalloy-Umspinnung eine bedeutend höhere Selbstinduktion pro Längeneinheit bewirkt als eine eiserne, und außerdem wegen der viel geringeren Hystereseverluste einen kleineren Wirkwiderstand zur Folge hat. Nach den Berichten der Physikalisch-technischen Reichsanstalt (76) wurde die Legierung in der angedeuteten Weise bereits bei einem Ostsee-Kabel angewandt. Ebenso schreibt Deloraine (77), daß mit dieser Kabelkonstruktion zwischen New-York und den Azoren 1700 Buchstaben in der Minute telegraphiert werden konnten, das ist das vierfache der normalen Telegraphiergeschwindigkeit. K. W. Wagner (78) macht darauf aufmerksam, daß die starke Spitze der $\mu = f(\mathfrak{H})$-Kurve der Permalloy sowohl eine Abflachung der Wellenfront der Zeichen (s. a. 79) bewirkt, wie beim Gegensprechbetrieb eine starke Beeinflussung zwischen Sende- und Empfangsstrom. Zwecks Abstellung dieses Mißstandes zieht Wagner 40—50%ige Legierungen vor, die zwar hohe, aber weniger variable Permeabilität bei kleinen Feldstärken zeigt. Wegen der letzteren Eigenschaft erhielt z. B. die Legierung mit 47% Ni die Bezeichnung „Invariant." Versuche über die Verwendbarkeit spezieller Fe-Ni-Legierungen für andere Zwecke werden zurzeit im Phys. Inst. der Technischen Hochschule München in Angriff genommen.

D) Kobalt-Nickel und Eisen-Kobalt-Nickel.

Außer den Fe-Co- und Fe-Ni-Reihen wären in der Eisengruppe des periodischen Systems noch die beiden anderen Kombinationen, Co-Ni und Fe-Co-Ni zu behandeln.

Über die erstere ist nur zu bemerken, daß die Intensität entsprechend einer kontinuierlichen Reihe von Mischkristallen von einem Element bis zum anderen linear verläuft (Honda).

Über die ternäre Legierung Fe-Co-Ni liegen noch keine Untersuchungen vor (4).

Graphische Zusammenfassung.

Zum Schluß seien die Magnetisierungskurven der wichtigsten von den besprochenen Stoffen zum Vergleich in ein Diagramm bezeichnet (Fig. 15). Die dabei angegebenen Zahlen (für Prozentgehalt und Sättigungsintensität $\cdot 4\pi$) sind Mittelwerte, denn die vorliegenden Untersuchungsergebnisse differieren natürlich auf Grund des im vorhergehenden mehrfach erwähnten starken Einflusses von Verunreinigungen und Vorbehandlung.

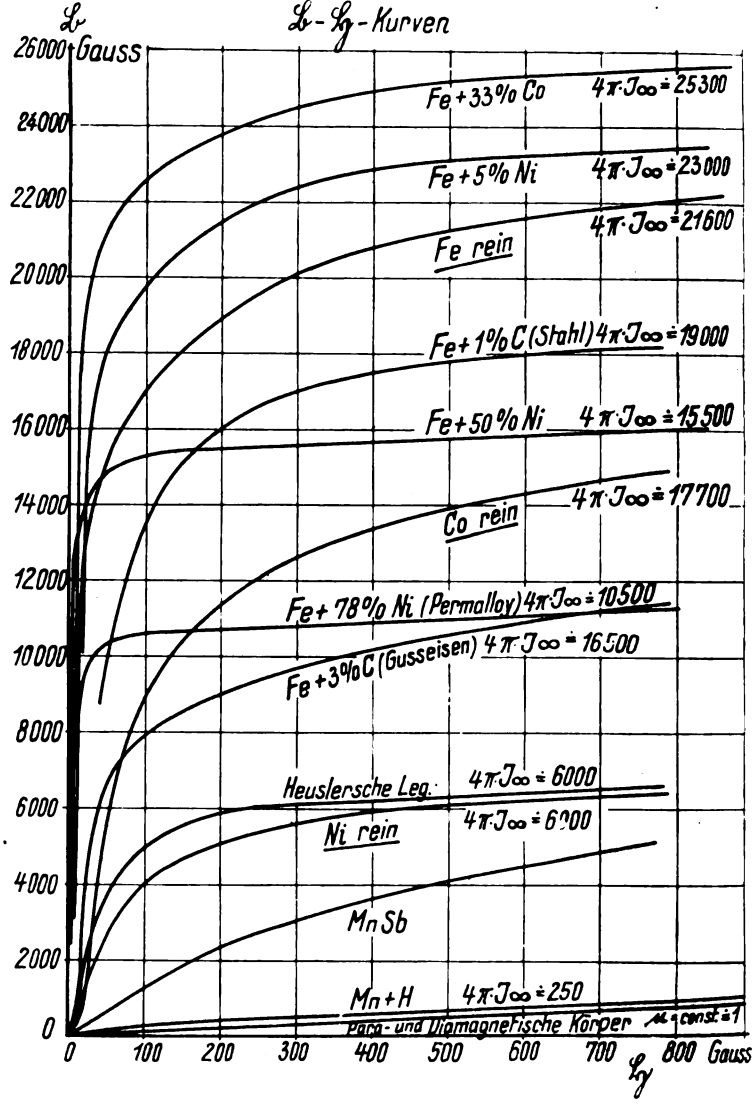


Fig. 15.

Nachtrag.

Während der Drucklegung erschien eine das obige Thema behandelnde Veröffentlichung Gumlichs (80), deren Einzelheiten hier leider nicht mehr aufgenommen werden konnten. Außerdem sei auch noch auf die Referate Gumlichs (81) über einige neuere ausländische Arbeiten (82) hingewiesen, welche die Eisen-Nickel-Legierungen betreffen.

Literatur-Verzeichnis.

Nr.	Autor		Band	Seite	Jahrgang
1	F. Heusler	Schriften d. Ges. z. Bef. d. ges. Naturw. zu Marburg	13 Abt. 5	237—300	
	„	Verh. d. D. Phys. Ges.	5	219—232	1903
2	F. Heusler und E. Take	Phys. Zeitschrift	13	897	1912
3	E. Wedekind	Magnetochemie			1911
	„	Ber. d. D. chem. Ges.	38	1228	1905
	„	„	40	1260, 3851	1907
	„	Ztschr. f. phys. Chemie	66	614, 624	1909
	„	Ber. d. D. chem. Ges.	44	2669	1911
	„ u. Veit	„	40	1266	1907

Nr.	Autor		Band	Seite	Jahrgang
	E. Wedekind u. Veit	Ber d. D. chem. Ges.	41	3769	1908
	" " "	"	44	263, 2665	1911
	Binet de Jassoneix	Comptes Rendus	139	1209	1904
	"	"	142	1336	1906
	"	Bull. Soc. Chim. de France (3)	35	102	1906
	Hilpert und Dieckmann	Ber. d. D. chem. Ges.	44	2378, 2831	1911
	Williams	Ztschr. f. anorg. Chem.	55	6	1907
	H. Faßbender	Verh. d. D. phys. Ges.	10	256	1908
	K. Honda	Ann. d. Phys. (4)	32	1018	1910
	E. Haupt	Schriften d. Marburger Ges.		267	1904
	J. Shukow	Journ. Russ. Phys. chem. Ges.	40	457	
4	L.W Mc.Keehan	Journ. Franklin Inst.	197	583	1924
5	W. Gebhardt	Diss. Marburg			1909
6	K. Ihde	"			1912
7	W. Lepke	"			1913
8	P. Weiß und Kamerlingh-Onnes	Comptes Rendus	150a	687	1910
	E. Kuh	Diss. Zürich			1911
9	R. Hadfield, Chénévau u. Géneau	Proc. Roy. Soc. (A)	94	65	1917
10	K. Honda	Ann. d. Phys.	32	1003	1910
11	O. von Auwers	" (4)	63	867—899	1920
12	W. Preußer	Diss. Marburg			1908
13	E. Gumlich	Ann. d. Phys.	16	535—550	1905
14	A. Gray	Proc. Roy. Soc. (A)	77	256	1906
15	A. Semm	Diss. Marburg			1915
16	E. Take	Verh. d. D. Phys. Ges.		1068	1910
17	P. Asteroth	Diss. Marburg			1907
18	L. W. Austin	Verh. d. D. Phys. Ges.	6	211	1904
19	L. W. Austin u. K. Guthe	Bulletin of the bureau of standards 2	Nr. 2	297—316	1906
20	E. Take	Ann. d. Phys.	20	849—899	1906
21	E. Dippel	Diss. Marburg			1910
22	W. Hartmann	"			1915
23	F. A. Schulze	Verh. d. D. Phys. Ges.		822	1910
24	Zahn u. Schmidt	"		98—108	1907
25	L. R. Ingersoll	Phil. Mag. (6)	11	41	1906
26	S. Tokmatschew	Journ. Russ. Phys. chem. Ges. (Phys. Teil) (russ.)	42	15	1910
27	St. Loria	Ann. d. Phys.	38	889—920	1912
28	P. D. Foote	Phys. Rev. (2)	34	96	1912
29	J. F. T. Young	Phil. Mag. (6)	46	291—305	1923
30	A. Westgren u. G. Phragmen	Ztschr. f. Phys.	33	777	1925
31	Compton und Trousdale	Phys. Rev.	5	315	1915
32	Compton und Rognley	"	16	464—476	1920
33	Forman	"	3	306	1914
	"	"	7	119	1916
34	Becker	"	20	134	1922
35	E. Gumlich	Leitfaden d. magn. Mess. Braunschweig			1918
36	A. Jouve	Comptes Rendus	134	1577	1902
37	E. Gumlich	Ztschr. f. Elektrochemie	15	597	1909
38	Burgess u. Aston	Electrician	65	769	1910
39	T. Baker	Journ. Inst. El. Eng.	171	498	1905
40	Otto	Verh. d. D. Phys. Ges.		240	1910
	"	Diss. Halle			1909
41	T. D. Yensen	Electrician	76	339	1915
42	E. Gumlich	Elektrotechn. Ztschr.	37	592	1916
43	R. Hadfield	Proc. Roy. Soc. (A)	98	297—302	1921
44	E. Griffiths	Journ. Inst. El. Eng.	47	771	1911
45	P. Weiß	Diss. Paris			1897
46	K. Honda	Ann. d. Phys.	32	1008	1910
47	Applegate	Beibl. z. d. Ann. Phys.		203	1916
48	Burgess u. Aston	Elecktrician	64	885	1910
49	T. D Yensen	Eng. Exp. stat. Univ. of Illinois, Bull. Nr.	77		1915
50	E. d'Amico	Ferrum Heft	10		1913
	"	Elektrotechn. u. Masch. Bau	36	752	1913
51	T. D. Yensen	Journ. Franklin Inst.	199	333—342	1925
	"	Electrical World	75	714	1920
	"	Journ. Inst. El. Eng.	39	396	1920
52	Gürtler	Metallographie	I.		
53	K. Honda	Tohoku Science Reports	8	51—58	1919
54	Preuß	Diss. Zürich			1912
55	T. D. Yensen	Trans. Am. Elektrochem. Soc.	32	165	
	"	Elektrotechn. Ztschr.	36	589	1915
56	K. Honda und Sh. Saito	Electrician	85	706—708	1920
57	M. R. Andrews	Phys. Rev. (2)	17	261	1921
	"	"	18	245—254	1921
58	K. Honda und Takagi	Tohoku Science Reports	6	321	1918
59	Bureau of standards	Zirkular	58		1916
60	Ch. Guillaume	Comptes Rendus	124	1515	1897
	"	Arch. Sc. Phys. et. nat. (4)	5	305	
	"	Journal de Physique (3)	7	262	1898
	"	"	8	94	1899
	Houllevigue	"	8	89	1899
	F. Osmond	Comptes Rendus	128	304	1899
	L. Dumas	"	129	42	1899
	Dumont	"	126	741	1898
	"	Arch. de Geneve	5		1898
61	J. Würschmidt	Krupp'sche Monatshefte	Sept.	Nov. Dez.	1925
	"	Ztschr. f. techn. Phys.			
62	H. D. Arnold u. G. W. Elmen	Journ. Franklin Inst.	195	621—632	1923
	"	Electrician	90	672	1923
63	K. Honda	Tohoku Science Reports	7	59	1918
64	S. R. Williams	School Sc. and Math.	22	860	1923
65	J. A. Ewing u. Parshall	Proc. Inst. Civ. Eng.	126	50, 71	1896
66	Leick	Ann. d. Phys. (Wiedemann)	58	691	1896
	"	"	59	750	1896
67	Hegg	Arch. de Science	30	15	1910
68	O. E. Buckley	Phys. Rev. (2)	23	783	1924
	u. Mc. Keehan	"	26	261—273	1925
69	K. Honda u. K. Kido	Tohoku Science Reports	9	221—232	1920
70	L.W.Mc.Keehan	Phys. Rev. (2)	23	783	1924
	"	"	26	274—279	1925
71	K. Honda	Tohoku Science Reports	8	59	1919
72	Palmer H. Craig	Phys. Rev. (2)	25	248	1925
73	F. Kirchner	Ann. d. Phys.	69	59	1922
74	A. Westgren	Ztschr. f. phys. Chemie	102	1	1922
75	F. Weber	Mitteilungen aus dem K.-Wilh.-Inst. f. Eisenforschung	3	17	1922
76	Phys. techn. Reichsanstalt	Ztschr. f. Instrumentenkunde		197	1925
77	E. Deloraine	Bull. Soc. Franc. de phys. Nr.	206		
	"	Journ. de phys. et le Radium (6)	5	115	1924
78	K. W. Wagner	Elektrische Nachrichtentechnik	1	114	1924
	"	Elektrotechn. Zeitschr.	46	1581	1925
79	Salinger	Arch. f. Elektrotechnik	12	268	1923
80	E. Gumlich	Zeitschr. f. techn. Phys.	6	670—682	1925
81	"	Phys. Berichte	6	1696	1925
	"	"	7	53, 383	1926
82	M. Peschard	Comptes Rendus	180	1475—1478	1925
	"	"	180	1836—1838	1925
	N. N.	Journ. scient. instr.	3	24—25	1925

(Eingegangen am 25. 1. 1926.)



Referate.

F. B. Vogdes. Die Berechnung des wechselseitigen Induktionskoeffizienten koaxialer Zylinderspulen von geringer radialer Tiefe. (Calculation of the mutual inductance of co-axial cylindrical coils of small radial depth.) Aus dem Forschungslaboratorium der General Electric Co.). Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 511—12, 1925.

Ähnlich wie bei der Methode, die kürzlich in dem Scientific paper Nr. 492 des Bureau of Standards veröffentlicht wurde, denkt man sich die beiden koaxialen Spulen durch Schnitte senkrecht zur Achse in einzelne Teile zerlegt. Jeder dieser Teile wird durch einen Kreisstrom ersetzt, der wechselseitige Induktionskoeffizient zwischen je einem Teil der einen und je einem Teil der anderen Spule unter Berücksichtigung der Windungszahl des betreffenden Teiles berechnet, und dann über alle möglichen Kombinationen von Teilen der einen mit Teilen der anderen Spule summiert.

Für die Hauptaufgabe, die Berechnung des wechselseitigen Induktionskoeffizienten von zwei koaxialen Kreisströmen sind Kurven angegeben, aus denen sich die Werte unmittelbar entnehmen lassen. Zeichnet man ferner auf Pauspapier einen Schnitt der beiden Spulen längs der Achse in einem zu den Kurven passenden Maßstab, so kann man, indem man diesen Schnitt über das Kurvenblatt verschiebt, den wechselseitigen Induktionskoeffizienten aller erforderlichen Kombination unmittelbar ablesen.

J. Zenneck.

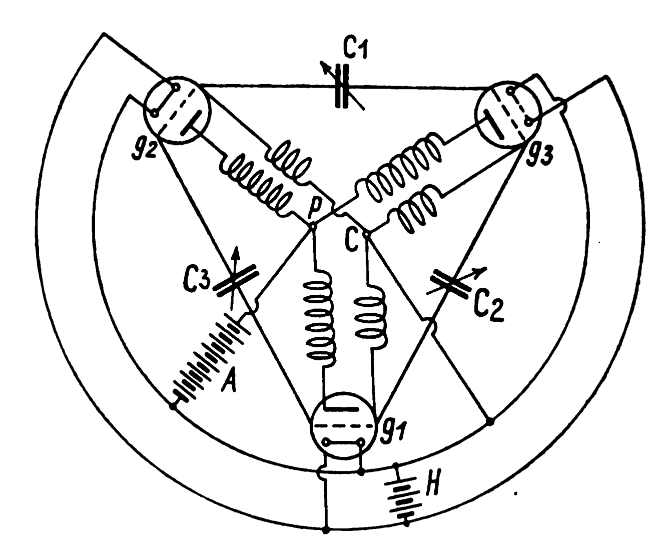
J. H. Morecroft und **A. Turner.** Die Abschirmung gegen elektrische und magnetische Felder. (The shielding of electric and magnetic fields.) Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 477—505, 1925.

Nach einer Einleitung über die Schirmwirkung von Eisen gegen die konstanten Felder von permanenten Magneten und elektrischen Strömen, über die Schirmwirkung eines Leiters, der einen Raum vollkommen umschließt, gegen konstante und zeitlich veränderliche Felder und über magnetische Kreise und Stromkreise mit und ohne Streuung wird der folgende Fall theoretisch und experimentell ausführlich behandelt. Es stehen zwei koaxiale Spulen A und B einander gegenüber. Durch A wird ein Wechselstrom beliebiger Frequenz hindurch geschickt. Wie ändert sich die in B induzierte elektromotorische Kraft, wenn zwischen A und B zur Abschirmung eine mit beiden koaxiale Kurzschlußspule C gebracht wird? Dieselbe Frage wird dann noch experimentell untersucht, wenn die Kurzschlußspule C durch eine Platte von Kupfer, Messing, Stanniol und schließlich auch Eisen ersetzt wird.

J. Zenneck.

R. Mesny. Die Erzeugung von mehrphasigen Schwingungen durch Elektronenröhren. (Generation of polyphase oscillations by means of electron tubes.) Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 471—76, 1925.

Die Anordnung, mit Hilfe von drei Elektronenröhren einen dreiphasigen Drehstrom zu erzeugen, ist in der nebenstehenden Figur schematisch angegeben. Die den drei Röhren gemeinsame Heizbatterie ist H, die Anodenbatterie A. Der Sternpunkt C ist entweder direkt, wie es in der Figur eingezeichnet ist, oder durch einen Widerstand von zirka 10 000 Ohm hindurch mit einem Pol der Heizbatterie verbunden; der Widerstand wird empfohlen, um eine Überlastung der Gitter durch Gittergleichstrom zu vermeiden (Wechselstrom geht durch die Leitung nicht hindurch). Die einander ent-



sprechenden Induktivitäten und Kapazitäten in den drei Zweigen sollen einander möglichst gleich sein; doch ist die Abgleichung nicht peinlich: ein Unterschied um 4 bis 5% ist zulässig, ohne daß die Entstehung von drei um 120° verschobenen Schwingungen derselben Frequenz gestört würde. Bestimmt ist die Frequenz durch die Konstanten der unter sich annähernd gleichen Schwingungskreise $g_1\ C\ g_2\ C_3$ bzw. $g_2\ C\ g_3\ C_1$ bzw. $g_3\ C\ g_1\ C_2$.

Den Nachweis für das Vorhandensein von drei um 120° in der Phase verschobenen Schwingungen gleicher Amplitude und Frequenz erbringt der Verfasser, indem er in jedem der Schwingungskreise eine Spule einschaltet, die drei Spulen in einer Ebene so anordnet, daß ihre Achsen je einen Winkel von 120° bilden, und das entstehende Drehfeld ausmißt. Wesentlich einfacher würde die Verwendung einer Braunschen Röhre gewesen sein.

J. Zenneck.

H. C. Forbes. Der Drehkondensator für geradlinige Frequenzabhängigkeit. („The straight-line frequency" variable condenser). Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 507, 1925.

Der Verfasser bespricht, insbesondere mit Rücksicht auf Rundfunkzwecke, die Aufgabe, einen Drehkondensator so zu bauen, daß in dem Kreis, in dem der Kondensator eingeschaltet ist, die Änderung der Eigenfrequenz, die einer Drehung der beweglichen Kondensatorplatte um einen Winkel ϑ entspricht, diesem Winkel proportional ist, daß also die Eichkurve, welche die Frequenz des Kreises in Abhängigkeit von der Einstellung des Drehkondensators darstellt, eine Gerade wird.

Die Bedingungen sind

$$\frac{df}{d\vartheta} = -K$$

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} = \frac{D}{\sqrt{C}}$$

$$C = nk\,A = \frac{nk}{2}\int r^2\,d\vartheta.$$

Darin bedeutet f die Eigenfrequenz des Kreises, L seine

Induktivität, C die Kapazität des Drehkondensators und damit des Kreises, A die wirksame Fläche einer beweglichen Platte bei der Einstellung ϑ, r den Radiusvektor eines Punktes am Umfang einer beweglichen Platte, der dem Winkel ϑ entspricht, K eine Konstante

$$= \frac{f_0 - f_{180}}{\pi}$$

(f_0 bzw. f_{180} = Eigenfrequenz des Kreises für die Einstellung des Kondensators auf $\vartheta = 0^0$ bzw. 180^0), n die Anzahl der Luftzwischenräume zwischen den festen und beweglichen Platten, $k = \frac{\varepsilon}{4 \pi d}$, ε die Dielektrizitätskonstante des Mediums zwischen den Platten, d den Abstand zwischen je einer festen und einer beweglichen Platte.

Man erhält durch eine einfache Rechnung als Polargleichung für den Rand der beweglichen Platte

$$r = \sqrt{\frac{4 D^2}{n k K^2 \left[\frac{D}{K \sqrt{C_0}} - \vartheta\right]^3}},$$

oder

$$r = \sqrt{\frac{4 D^2}{n k K^2 \left[\frac{D}{K \sqrt{C_0}} - \vartheta\right]^3} + r_1^2}$$

wenn man darauf Rücksicht nimmt, daß die festen Platten einen Ausschnitt vom Radius r_1 haben. (C_0 = Kapazität des Kondensators für $\vartheta = 0$). — Der wunde Punkt für die allgemeinere Verwendung derartiger Kondensatoren ist, daß die besprochene Eigenschaft nur für ein bestimmtes L, also nur in einem beschränkten Frequenzbereich gilt. J. Zenneck.

C. R. Hanna. Die Konstruktion von Lautsprechern. (Design of telephone receivers for loud speaking purposes.) (Aus dem Forschungslaboratorium der Westinghouse Electric and Manufacturing Company, East Pittsburgh.) Proc. Inst. Radio Eng. **13,** 437—60, 1925.

Der Lautsprecher, mit dem sich die Arbeit beschäftigt, gehört zu der elektromagnetischen Klasse, bei der eine Eisenmembran sich zwischen den Polen eines permanenten Magneten mit Polspulen, die mit dem Tonstrom beschickt werden, befindet Eine schematische Darstellung der Lautsprecher-Anordnung gibt Fig. 1, einen Schnitt durch den ausgeführten Lautsprecher Fig. 2; A ist die Öffnung des Lautsprechers nach außen. Der Wicklungssinn der Polspulen ist so, daß z. B. bei einer bestimmten Stromrichtung das Feld an den Polen 1 und 2 verstärkt, an den Polen 3 und 4 geschwächt wird. Wenn kein Strom durch die Spulen fließt, heben sich die Kräfte, die die Pole 1 und 2 einerseits, die Pole 3 und 4 andererseits auf die Membran ausüben, auf.

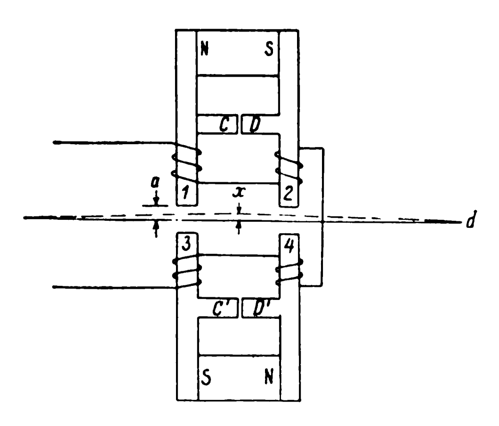


Fig. 1.

Gegenüber dem elektromagnetischen Telephon der gewöhnlichen Art mit nur einem Polpaar, dem die Membran gegenüber liegt, hebt der Verfasser folgende Vorteile hervor.

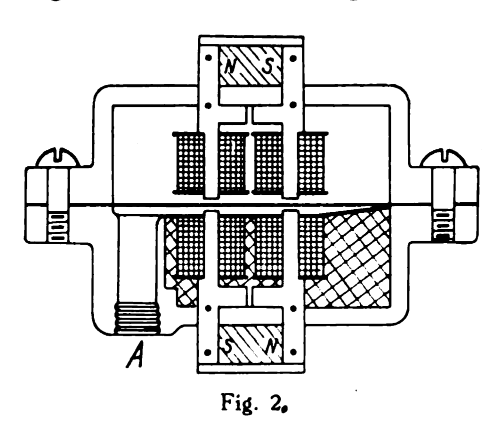


Fig. 2.

1. Die Kraft, die auf die Membran wirkt, wenn durch die Polspulen ein Tonstrom von der Frequenz f fließt, enthält praktisch keine Harmonische von der Frequenz $2f$.

2. Die Membran-Charakteristik, d. h. die Entfernung der Membran aus ihrer Ruhelage in Abhängigkeit von dem Strom in den Tonspulen ist für beide Stromrichtungen symmetrisch. Es fallen also auch die Harmonischen, die durch eine Unsymmetrie der Charakteristik beim gewöhnlichen Telephon entstehen, weg.

3. Da die Membran-Kraftlinien quer durch die Membran hindurch und nicht, wie beim gewöhnlichen Telephon, längs der Membran verlaufen, so kann man starke Magneten verwenden, ohne daß man eine starke magnetische Sättigung der Membran befürchten müßte.

Der magnetische Nebenschluß $C D$ bzw. $C'—D'$ (Fig. 1) soll dem Wechselfluß des Tonstroms einen Weg von geringem magnetischen Widerstand geben. Ein magnetischer Nebenschluß besteht dann bis zu einem gewissen Grade auch für den Induktionsfluß der permanenten Magnete. Es ist also nötig, dieselben so kräftig zu dimensionieren, daß sie trotzdem ein genügendes Feld zwischen den Polen 1 3 bzw. 2 4 aufbringen können — tatsächlich wurden für die Magnete Bleche aus Kobalt-Stahl verwendet, die an den äußeren Polen ($NS—SN$) (Fig. 1) vernietet sind.

Im theoretischen Teil der Arbeit werden die Bedingungen für die Membran, wenn die Polspulen von einem Wechselstrom durchflossen sind, entwickelt und es wird gezeigt, daß die Kraft auf die Membran aus zwei Teilen besteht, einem, der dem Wechselstrom, und einem anderen, der der Entfernung der Membran aus ihrer Gleichgewichtslage annähernd proportional ist. Der letzter Term, der außerdem dem Quadrat der Feldstärke des permanenten Feldes proportional ist, beschränkt die Stärke der permanenten Magnete. Die von ihm herrührende Direktionskraft darf nicht größer werden als die zurücktreibende elastische der Membran, da sonst die Symmetrielage der Membran labil wird. Es werden ferner die Ausdrücke für die dynamische Induktanz und den dynamischen Widerstand eines solchen Lautsprechers entwickelt und die abgeleiteten Resultate durch Messung geprüft. Die Methode, nach der ein derartiger Lautsprecher sich vorausberechnen läßt, wird ausführlich angegeben. Von zwei Typen des Lautsprechers, einem mit einem Membrandurchmesser von 7,5 cm und einem mit einem solchen von 4,5 cm, sind photographische Außenansichten beigefügt.

J. Zenneck.

M. Mercier. Über eine neue Methode zur Messung der Schwingungszahl hochfrequenter Schwingungen. (Sur une nouvelle méthode de détermination de la période des oscillations électriques de haute fréquence.) Ann. de Phys. (9) **19**, 248—287, 1923.

Zur genauen Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektrischer Wellen auf Drähten ist es notwendig, die Frequenz von Meterwellen auf $^1/_{100\,000}$ genau in dem Moment bestimmen zu können, in dem auch die Messung der Wellenlänge vorgenommen wird.

Der Verfasser benutzt hierzu das übliche Verfahren, die Hochfrequenz mittels der Harmonischen mehrerer Zwischensender auf eine Grundfrequenz niedrigster Schwingungszahl zurückzuführen. Die Hochfrequenz steht zur Grundfrequenz dann in einem harmonischen Verhältnis, wenn der von den Schwingungen der einzelnen Sender erzeugte Überlagerungston gleich Null ist. Die Einstellung der Überlagerungstöne auf Null ist jedoch nur dann auf $^1/_{100\,000}$ möglich, wenn Schwingungen höchster Frequenz miteinander verglichen werden; sie ist andererseits zeitraubend, wenn es sich wie im vorliegenden Fall um die Abstimmung von 7 Sendern im Frequenzbereich von 50 Hertz bis $7{,}5 \cdot 10^7$ Hertz (λ ca. 4 m) handelt.

Diese Schwierigkeiten werden von Mercier dadurch umgangen, indem er die Schwingungskreise der Sender so miteinander koppelt, daß beim Abstimmen der Grundfrequenz eines Senders auf eine höhere Harmonische eines anderen Synchronisierung eintritt. Durch die Synchronisierung wird erreicht, daß der Einstellungsfehler zweier Frequenzen aufeinander gleich Null wird und damit jederzeit das Verhältnis zwischen der zu bestimmenden Hochfrequenz und der bekannten Grundfrequenz ein ganzzahliges ist.

Das Eintreten der Synchronisierung je zweier Sender wird mit Hilfe eines Überlagerers kontrolliert. Ist dieser Zustand erreicht, so wird im Telephon nur ein Überlagerungston hörbar sein, sonst müßten langsame Schwebungen auftreten. Die Breite des Bereiches, in dem der stärkere Sender bei Verstimmung den anderen noch mitnimmt, hängt von dem Kopplungsgrad und dem Energieverhältnis der beiden Schwingungen ab.

Der Verfasser beschreibt eine größere Anzahl von Kopplungsschaltungen. Während meist jeder Sender eine eigene Heizbatterie besitzt, ist es besser, mehreren Sendern die gleiche Hochspannungsbatterie zuzuteilen. Vorteilhaft ist es, der Röhre eines Senders eine zweite Röhre so parallel zu schalten, daß die Anode dieser Hilfsröhre galvanisch oder induktiv mit der Anode bzw. dem Schwingungskreis des anderen Senders verbunden ist.

Als Grundsender dient ein Drei-Röhrengenerator für 50 Hertz, dessen Schwingungen mittels eines Oszillographen gleichzeitig mit den Zeitmarken einer Präzisionsuhr auf einem Schreibband eingezeichnet werden, so daß hierdurch ihre Frequenz auf $^1/_{100\,000}$ genau festgelegt wird.

A. Scheibe.

M. Mercier. Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen längs Drähte. (Détermination de la vitesse de propagation des ondes électromagnetiques le long des fils conducteurs.) Ann. de Phys. (9) **20**, 5—65, 1923.

Die Arbeit zerfällt in einen theoretischen und in einen experimentellen Teil. In ersterem berechnet der Verfasser, ausgehend von den Maxwellschen Gleichungen, die relative Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von Drahtdicke und Drahtabstand zweier Paralleldrähte bei endlicher Leitfähigkeit. Für die relative Geschwindigkeitsänderung ergibt sich folgende Formel:

$$\frac{v_0 - v}{v_0} = \frac{a}{4 R \ln \frac{D}{R}},$$

darin bedeutet v_0 die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in Luft, a die Eindringtiefe der Welle, R den Drahtradius und D die Drahtdicke.

Zur Messung wurde eine Wellenlänge von etwa 4 m benutzt. Der Röhrensender wird nach der vom Verfasser in den Ann. de Phys. (9) **19**, 248—287, 1923, beschriebenen Methode mit Hilfe mehrerer Zwischensender durch einen Röhrengenerator von 50 Hertz synchron gesteuert, wodurch seine Frequenz jederzeit auf $^1/_{100\,000}$ genau meßbar ist. Der Fehler der relativen Wellenlängenmessung betrug $^1/_{20\,000}$. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit war demnach unter Berücksichtigung des Fehlers des Metermaßes bis auf einen Fehler von weniger als $^1/_{10\,000}$ meßbar.

In Tabelle I dritte Spalte sind die Geschwindigkeiten in Abhängigkeit von den Drahtdimensionen wiedergegeben.

Der Verfasser rechnet ferner gemäß der angegebenen Formel die Geschwindigkeitsdifferenz $v_0 - v$ aus, um aus ihr und der experimentell gefundenen Geschwindigkeit die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in Luft zu finden. Tabelle I gibt diese in der letzten Spalte wieder.

Tabelle I.

Drahtdurchmesser mm	Achsenabstand cm	Gefundene Fortpflanzungsgeschwindigkeit km	Theoretische Geschwindigkeitsdifferenz km	Summe km
1,16	7,92	299 466	260	299 726
	3,91	299 417	303	299 720
	1,93	299 342	366	299 708
	0,92	299 233	474	299 707
2,06	8,03	299 568	130	299 698
	4,03	299 515	155	299 670
	2,00	299 530	191	299 721
	1,02	299 515	249	299 764
3,90	8,04	299 694	83	299 777
	4,01	299 640	100	299 740
	2,02	299 630	125	299 755

Von diesen Werten sind nur die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten 299 342 km und 299 515 km, die zu den Drähten mit einem Durchmesser von 1,16 mm bzw. 2,06 mm und einem Achsenabstand von 1,93 cm bzw. 4,03 cm gehören, absolut gemessen, während die anderen Werte durch Relativmessungen auf dem Lechersystem in bezug auf diese Geschwindigkeiten bestimmt wurden. Die zu ihnen gehörige Fortpflanzungsgeschwindigkeit in Luft von etwa 299 700 km ist gegenüber der Lichtgeschwindigkeit von 299 850 km also um etwa 150 km $= \frac{1}{2000}$ zu klein.

Der Verfasser glaubt eine Ursache für diese Differenz, falls diese Differenz überhaupt reell ist, in der Veränderung der Kupferoberfläche und der dadurch bedingten Leitfähigkeitsänderung zu finden.

A. Scheibe.



Band 27 Heft 4

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. **A. Esau** (Jena), Prof. Dr. **H. Faßbender** (La Plata), Dr. **L. de Forest** (New-York), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Berlin), Dr. Dr. ing. e.h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Dr. **E. Nesper** (Berlin), Dr. **B. van der Pol jr.** (Eindhoven), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **W. Schottky** (Rostock), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. **M. Wien** (Jena), Prof. Dr. **H. Wigge** (Cöthen-Anh.),

herausgegeben von

Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. **E. Mauz**



BERLIN W
Verlag von M. Krayn
1926.

Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.



Band 27 Heft 4

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftl. Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikal. Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Experimentelle Untersuchungen über magnetische Frequenzwandler.

Von H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck[1]).

Die folgenden Untersuchungen beziehen sich auf die bekannte[2]) Methode der Frequenzvervielfachung nach dem Schema von Fig. 1. Darin bedeutet G einen Wechselstrom-

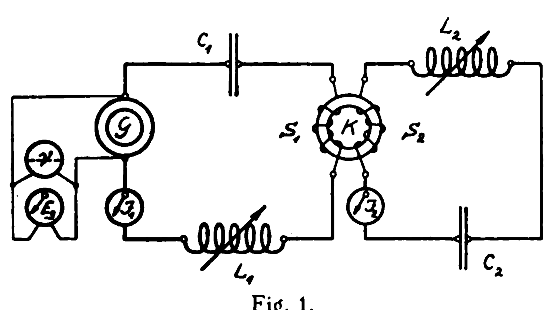


Fig. 1.

generator, C_1 C_2 Kondensatoren, L_1 L_2 eisenfreie Spulen, K einen geschlossenen Eisenkern mit den Wicklungen S_1 S_2. Die Induktivität von L_1 wird zweckmäßig groß gegen diejenige von S_1 gewählt. Bei offenem Sekundärkreis C_2 L_2 S_2 entsteht im Primärkreis C_1 L_1 S_1 ein merklich sinusförmiger Strom von der Frequenz ν des Generators. Wegen der bekannten magnetischen Eigenschaften des Eisenkerns K wird aber die Spannung an der Spule S_2 nicht sinusförmig. Sie enthält vielmehr außer der Grundschwingung von der Frequenz ν noch ungerade Harmonische. Das gilt schon bei schwacher Sättigung (vgl. Fig. 12, Tafel I) des Kerns, noch mehr bei starker, bei der die Spannung an S_2 einen mehr oder weniger stoßartigen Charakter annimmt (vgl. Fig. 14, Tafel I). Wird der Sekundärkreis auf eine ungerade Harmonische, z. B. von der Frequenz $k\nu$ abgestimmt und geschlossen, so entsteht in ihm praktisch nur ein Strom von der Frequenz $k\nu$ (Frequenzvervielfachung). Dieser Strom hat eine Rückwirkung auf den Eisenkern zur Folge, die die Verhältnisse modifiziert[3]), aber das Resultat der Anordnung, die Frequenzvervielfachung, bestehen läßt.

1. Verschiedene Fragen und Schaltungen.

§ 1. Die Apparate.

In den Schaltbildern (Fig. 1, 4, 6 und 34) bezeichnet G einen Wechselstrom-Generator von 5 KVA, der meist mit der Frequenz 425/sec. betrieben wurde. Seine zwei Spulengruppen waren, wenn es nicht anders angegeben ist, parallel geschaltet. L_1 L_2 sind Spulen mit veränderlicher Induktivität ohne geschlossenen Eisenkern, entweder wirkliche eisenfreie Spulen oder solche mit langgestrecktem offenem Eisenkern, die bei den verwendeten Strömen eine geradlinige Charakteristik wie eisenfreie Spulen besaßen[4]). C_1 C_2 etc. sind Batterien von technischen Kondensatoren von Siemens & Halske für eine Gleichstromspannung von 2000 Volt; sie wurden da, wo es auf geringe Dämpfung ankam, durch Glimmer- oder Öldrehkondensatoren ersetzt.

[1]) Auszug aus einer Doktorarbeit der Technischen Hochschule München, eingereicht von H. Plendl am 24. April 1925.

[2]) Literatur: O. Martienssen, Phys. Ztschr. 11, 448 ff., 1910. — K. Schmidt, E. T. Z. 44, 910, 1923. — K. Hubmann, Doktordissertation der Technischen Hochschule München, 1924. — O. Emersleben, ds. Jahrb. 24, 105, 1924. — L. Casper, K. Hubmann und J. Zenneck, ds. Jahrb. 24, 129 ff., 1924. — K. Heegner, Ztschr. f. Phys. 29, 91 ff., 1924 und 33, 85 ff., 1925 und Ztschr. f. Fernmeldetechnik 5, 115 ff., 1925. — W. Dornig, E. T. Z. 45, 1107, 1924; 46, 223 und 417, 1924.

[3]) L. Casper, K. Hubmann und J. Zenneck[2]), und K. Heegner[2]).

[4]) H. Winter-Günther und J. Zenneck, Phys. Ztschr. 25, 210 ff., 1924.

Der Eisenkern K, der uns von Telefunken gütigst zur Verfügung gestellt wurde, war ein Ring aus Hochfrequenzblechen mit einem inneren Durchmesser von 60, einem äußeren von 90 und einer Höhe von 50 mm. Er war mit drei Wicklungen S_1 S_2 S_3 versehen mit den Windungszahlen $w_1 = 54$, $w_2 = 53$, $w_3 = 26$; die mittlere Kraftlinienlänge betrug ca. 23,5 cm. Die Wicklung S_1 hatte außer den Enden drei Anzapfstellen, die die Wicklung in annähernd 4 gleiche Teile zerlegten. Dadurch war es möglich, $^1/_4$ oder $^2/_4$ oder $^3/_4$ oder $^4/_4$ der Wicklung S_2 in den Sekundärkreis einzuschalten. Im folgenden ist dies mit $^1/_4$ bezw. $^2/_4$ etc. Kopplung bezeichnet; diese Zahlen bedeuten also nicht Kopplungskoeffizienten.

Von den Meßinstrumenten waren die Strom- und Spannungsmesser (J_1, J_2, bezw. E_g) Präzisions-Hitzdrahtinstrumente von Hartmann & Braun, der mit ν bezeichnete Frequenzmesser ein Zungenfrequenzmesser derselben Firma.

Bei den Messungen wurde unter Konstanthaltung der Generatorfrequenz der Primärstrom J_1 vom höchsten Wert abwärts allmählich verringert durch Verkleinerung der Generatorspannung E_g. Für jede Stromstärke J_1 wurde der Sekundärkreis durch Regelung von L_2 auf maximalen Sekundärstrom J_2 eingestellt, nachdem der Kreis mit der betreffenden Harmonischen in Resonanz gebracht war, und dann erst wurden die Instrumente abgelesen. Mit Ausnahme der Messungen von § 6, wo die Kopplung variiert wurde, war die Kopplung zwischen Primär- und Sekundärkreis bei allen Messungen $^4/_4$, d. h. $w_1 = w_2$.

§ 2. Die Abstimmung des Primärkreises.

Daß man die Eigenfrequenz des Primärkreises im allgemeinen so wählen wird, daß er in Resonanz mit dem Generator ist, braucht nicht erörtert zu werden. Wegen der Rückwirkung des Sekundärkreises ist aber nicht von vornherein klar, ob die Art der Abstimmung auf die Güte der Frequenzvervielfachung von Einfluß ist, ob also das Verhältnis J_2/J_1 des Sekundärstroms zum primären bei demselben Primärstrom J_1 und damit derselben Sättigung des Eisenkerns verschieden ausfällt je nach der Abstimmung des Primärkreises.

Um das zu prüfen, wurden in der Schaltung von Fig. 1 und Abstimmung des Sekundärkreises $C_2L_2S_2$ auf die 5. Harmonische ($C_2 = 0{,}111\ \mu F$, L_2 variabel zwischen 0,018 und 0,051 H) drei Meßreihen bei verschiedenen Primärkapazitäten C_1 aufgenommen[5]), so daß also bei jeder Meßreihe für denselben Wert von J_1 die Eigenfrequenz des Primärkreises verschieden war. Durch Änderung der Erregung des Generators wurde der Primärstrom J_1 allmählich herunterreguliert, bis unmittelbar nach der Resonanz das Abwärtskippen des Primärstroms erfolgte[6]), und bei jedem Wert des Primärstroms der maximal erreichbare Sekundärstrom J_2 abgelesen. Die Werte von J_2/J_1 sind in ihrer Abhängigkeit vom Primärstrom J_1 in Fig. 2 aufgetragen, und zwar bezieht sich

die Kurve a auf $C_1 = 1{,}33\ \mu F$,
die Kurve b auf $C_1 = 1{,}38\ \mu F$,
die Kurve c auf $C_1 = 1{,}44\ \mu F$.

Soweit sich diese Kurven überlappen, fallen sie auch merklich zusammen, ein Beweis, daß unter den Bedingungen der Versuche die Abstimmung des Primärkreises gar keine Rolle spielt, sondern die Güte der Frequenzvervielfachung, d. h. das Verhältnis J_2/J_1 nur vom Primärstrom und damit der Sättigung des Eisenkerns abhängt.

Immerhin war in allen Fällen der Primärkreis ein Kondensatorkreis, der den Generator im Bereich der Kurven kapazitiv belastet. Wir haben deshalb, um auch noch einen

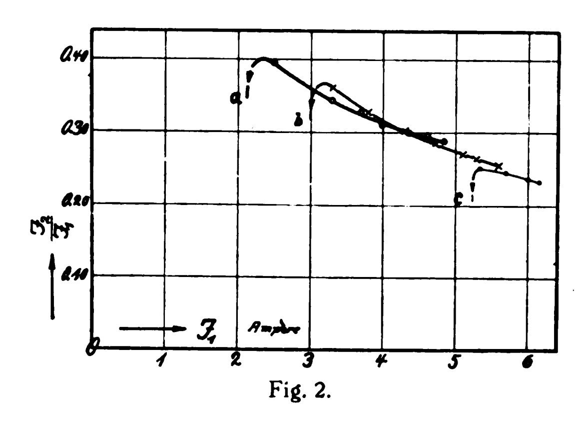


Fig. 2.

möglichst extremen Fall zu bekommen, den Versuch mit einem aperiodischen Primärkreis ohne Kapazität wiederholt (Fig. 3, Kurve b) und ihn verglichen mit einem Kon-

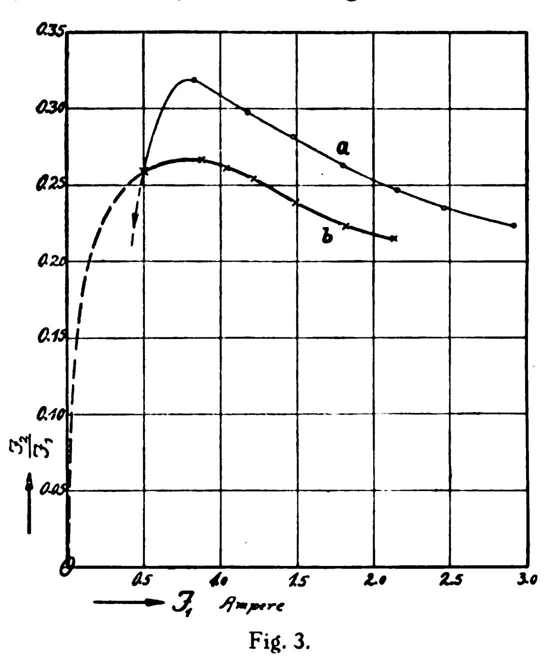


Fig. 3.

densatorkreis ($C_1 = 3{,}0\ \mu F$), in dem sich bequem dieselben Primärströme herstellen ließen (Fig. 3, Kurve a)[7]). Der aperiodische Primärkreis zeigt nach Fig. 3 etwas ungünstigere Verhältnisse als der Schwingungskreis, aber bei demselben Primärstrom J_1 beträgt der Unterschied gegenüber den Werten von J_2/J_1 beim Kondensatorkreis doch nur etwa 12—15%, und das Maximum für J_2/J_1 liegt bei beiden Kurven auf denselben Wert des Primärstroms.

Versuche bei Verfünfzehnfachung der Frequenz ergaben im wesentlichen dieselben Resultate.

§ 3. Sperrkreis im Primärkreis.

Ein gutes Mittel, um den schädlichen Einfluß, den die Rückwirkung des Sekundärstroms auf die Form des Primären ausübt, zu vermindern, ist die Verwendung einer

[5]) Es war $\nu = 425$/sec., $L_1 = 0{,}96\ H$., $C_2 = 0{,}111\ \mu F$. L_2 variabel zwischen 0,018 und 0,051 H.

[6]) Vgl. H. Schunck und J. Zenneck, ds. Jahrb. 19, 170 ff., 1922. L. Casper, K. Hubmann und J. Zenneck, ds. Jahrb. 23, 63 ff., 1924.

[7]) $C_2 = 0{,}48\ \mu F$, L_2 variabel zwischen 0,012 und 0,0065 H. Bei den Kurven b waren beide Gruppen von Generatorspulen hintereinander geschaltet.

möglichst großen eisenfreien Induktivität L_1 (Fig. 1) im Primärkreis[8]). Um eine noch weitergehende Verbesserung zu erhalten oder um diese große eisenfreie Induktivität zu ersparen, liegt der Gedanke nahe, statt dessen in den Primärkreis einen Sperrkreis (Fig. 4 $L_3 C_3$, Schalter T auf Kon-

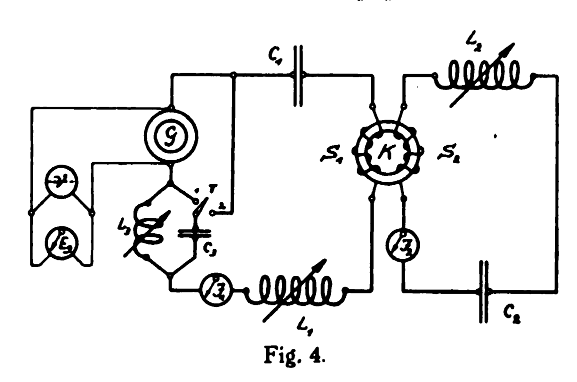


Fig. 4.

takt 1) einzuführen und diesen auf die Frequenz des Sekundärkreises abzustimmen. Tatsächlich läßt sich auf diese Weise nach unseren Versuchen keine Verbesserung erzielen.

Nun zeigt die Beobachtung allerdings, daß die Rückwirkung der Spannung der Eisenkernspule viel weniger in der Superposition eines Stroms von der Frequenz des Sekundärkreises als — und zwar ziemlich unabhängig von der Harmonischen, auf die der Sekundärkreis abgestimmt ist, — in einer Deformation des Primärstroms sich äußert, die in der Fourierschen Zerlegung eine erhebliche 3. Harmonische ergibt. Diese Beobachtung weist darauf hin, den Sperrkreis nicht auf die Harmonische im Sekundärkreis, sondern stets auf die 3. Harmonische abzustimmen. Die Versuche (Anordnung Fig. 4, Schalter T auf Kontakt 1), die

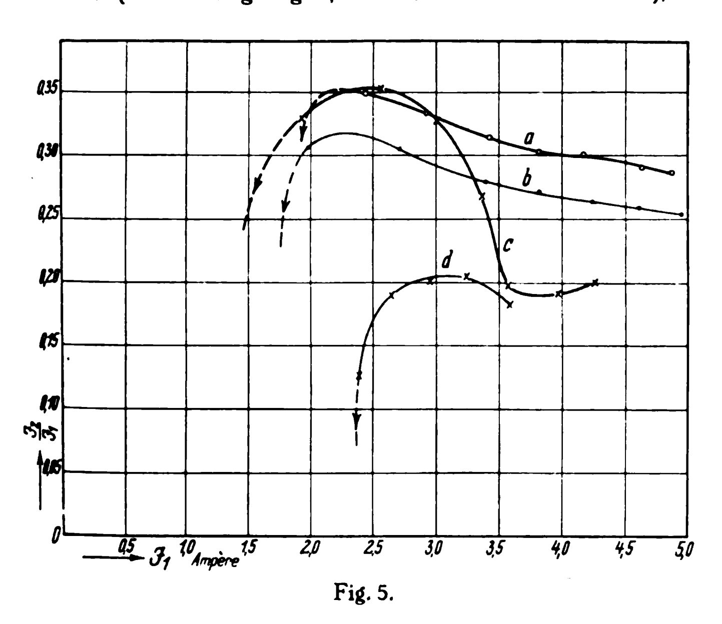


Fig. 5.

wir damit und zwar für Verfünffachung der Frequenz anstellten, lieferten die in Fig. 5 dargestellten Resultate, und zwar waren aufgenommen:

1. Kurve a ($C_1 = 1{,}3\ \mu F$, $L_1 = 0{,}077\ H$)
mit Sperrkreis und viel eisenfreier Induktivität,

2. Kurve b ($C_1 = 1{,}3\ \mu F$, $L_1 = 0{,}077\ H$)
ohne Sperrkreis und mit viel eisenfreier Induktivität,

3. Kurve c ($C_1 = 4{,}0\ \mu F$, $L_1 = 0$)
mit Sperrkreis und wenig eisenfreier Induktivität,

4. Kurve d ($C_1 = 4{,}0\ \mu F$, $L_1 = 0$)
ohne Sperrkreis und mit wenig eisenfreier Induktivität.

Die Kurven[9]) zeigen folgendes. Befindet sich schon eine verhältnismäßig große eisenfreie Induktivität im Primärkreis, so ist die Verbesserung durch einen Sperrkreis (Kurve a gegen Kurve b) nur gering. Ist die eisenfreie Induktivität des Primärkreises aber klein, dann wirkt ein auf die 3. Harmonische abgestimmter Sperrkreis sehr günstig (Kurve c gegen d). Man erreicht damit unter den Bedingungen unserer Anordnung mehr als mit verhältnismäßig großer eisenfreier Induktivität ohne Sperrkreis (Kurve c gegen b).

Den Generator in den Sperrkreis hineinzuziehen, wie es in Schaltung Fig. 4 durch Umlegen des Tasters T auf den Kontakt 2 möglich ist, zeigte sich im Falle kleiner eisenfreier Induktivität im Primärkreis weniger günstig.

§ 4. Verbesserung des Leistungsfaktors.

Bei der Frequenzvervielfachung arbeitet man im allgemeinen mit Strömen, die stärker sind als der Resonanz zwischen Primärkreis und Maschine entspricht, um nicht allzu nahe an die untere Kippstelle heranzukommen. Das bedingt eine kapazitive Belastung des Generators (es ist die Induktanz jenseits der Resonanzstelle kleiner als die Kondensanz) und damit einen schlechten Leistungsfaktor.

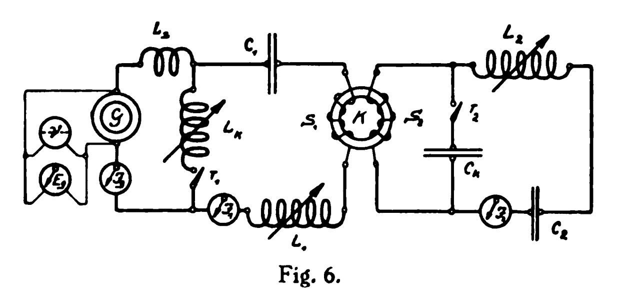


Fig. 6.

Man verbessert ihn nach der Schaltung von L. Pungs und K. Schmidt[10]), indem man parallel zum Generator (Fig. 6)[11]) eine regelbare eisenfreie Induktivität L_k legt und sie so einstellt, daß der Kreis $C_1\ S_1\ L_1\ L_k$ in Resonanz mit dem Generator kommt — die in Fig. 6 eingezeichnete kleine Spule L_s wurde bei den Versuchen benutzt, ist aber nicht unbedingt nötig —. Der Generatorstrom J_g ist dann in Phase mit der Generatorspannung und wird nur so stark, als nötig ist, um den Energieverbrauch im Kreis $C_1\ S_1\ L_1\ L_k$ zu decken.

Die ersten Messungen bezogen sich auf Frequenzverfünffachung, ihre Ergebnisse enthält Fig. 7. Die Ordinaten von Kurve a stellen das Verhältnis J_2/J_g des Sekundärstromes zum Generatorstrom, die Ordinaten der Kurve b und c das Verhältnis J_2/J_1 dar. Die Kurve c bezieht sich auf den Fall, daß die Induktivität L_k abgeschaltet, der Taster T_1 offen war, die Kurve a und b auf den Fall, daß der Taster T_1 geschlossen und die Induktivität L_k parallel zum Generator gelegt war. Bei der Aufnahme dieser letzteren Kurven wurde bei jedem einzelnen Meßpunkt mit Hilfe der Braunschen Röhre — die Ablenkungsspulen lagen in der Zuleitung des Generators, sind aber in Fig. 6

[8]) K. Schmidt[2]). — Vgl. die Messungen bei L. Casper, K. Hubmann und J. Zenneck[3]).

[9]) Es war bei allen Messungen $C_2 = 0{,}111$, $C_3 = 1{,}47\ \mu F$ $L_3 = 0{,}0105\ H$, L_2 zwischen 0,018 und 0,051 H veränderlich.

[10]) L. Pungs und K. Schmidt, E.T.Z. 44. 913. 1922.

[11]) Taste T_2 offen und Taste T_1 geschlossen.



nicht eingezeichnet — kontrolliert, daß wirklich Gleichphasigkeit zwischen Generatorstrom und -spannung bestand [12]).

Nach den Kurven b und c ist es für das Verhältnis J_2/J_1 gleichgültig, ob die Induktivität L_k parallel zum Generator liegt (Kurve b) oder nicht (Kurve c). Dieses

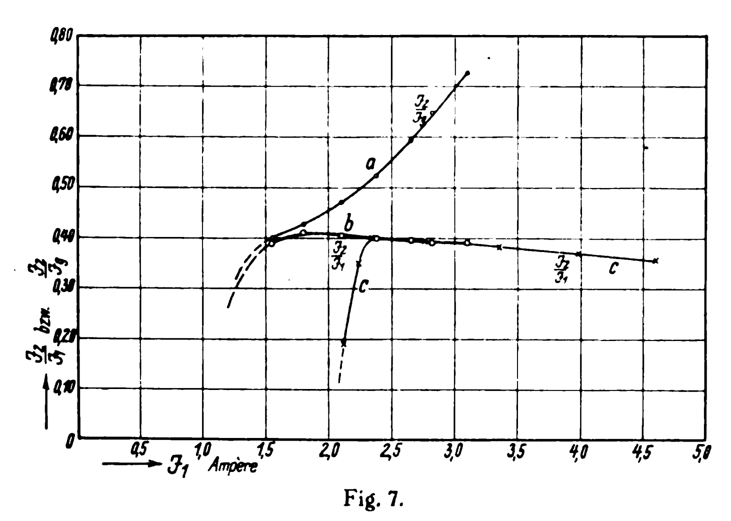


Fig. 7.

Verhältnis hängt (vgl. § 2) eben fast nur vom Primärstrom J_1 ab. Viel größer als das Verhältnis J_2/J_1 ist aber das Verhältnis J_2/J_g (Kurve a). Infolge der Parallelschaltung der Spule L_k erreicht man denselben Sekundärstrom J_2 mit viel kleinerem Generatorstrom als ohne diese Spule. Durch diese Spule wird also die Frequenzvervielfachung an sich, d. h. das Verhältnis J_2/J_1 kaum berührt, aber die Betriebsverhältnisse der ganzen Anordnung werden viel günstiger.

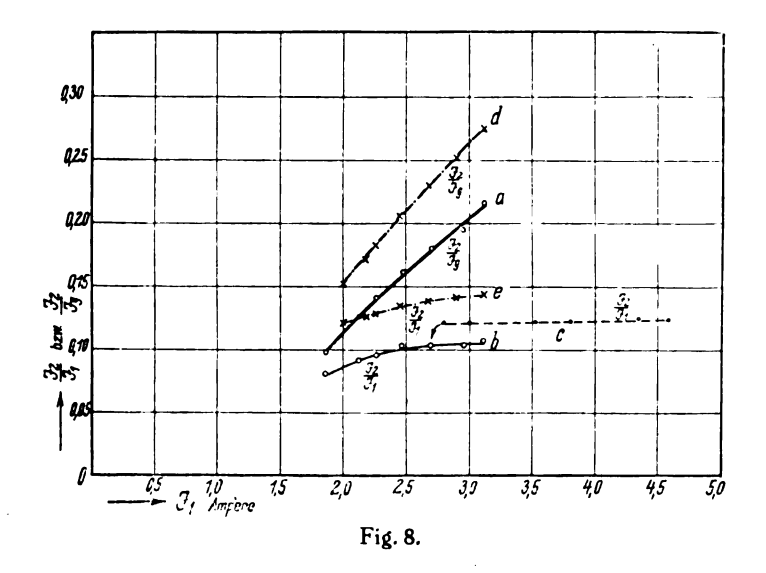


Fig. 8.

Nicht wesentlich verschieden waren die Ergebnisse für Verfünfzehnfachung der Frequenz, die in Fig. 8 dargestellt sind. Die Kurven a, b und c entsprechen vollkommen den gleichbezeichneten Kurven von Fig. 7. Die Kurven d und e werden erst später besprochen werden [13]).

§ 5. Kapazität parallel zur sekundären Eisenkernspule [13a]).

In der Schaltung Fig. 6 (Taster T_2 geschlossen, T_1 offen, Sekundärkreis für Verfünffachung der Frequenz) wurde die Kapazität C_k so eingestellt, daß der Strom J_2 in der Leitung

Fig. 10.

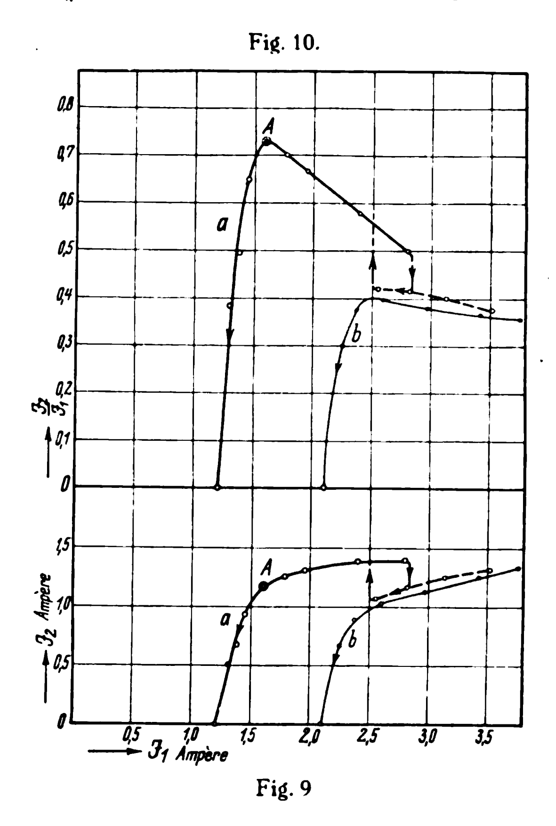


Fig. 9

C_2 L_2 möglichst groß wurde. Der dafür nötige Wert der Kapazität C_k war 2,4 μF, also viel größer als diejenige von C_2 (0,10 μF). Eine Änderung von C_k um zirka 10% machte aber so gut wie keinen Unterschied aus. Bei diesem festen Wert von C_k wurde die Kurve a in Fig. 9 und 10 und zum Vergleich die Kurven b derselben Figuren bei abgeschaltetem Kondensator C_k (Taster T_2 offen) aufgenommen [14]).

Es geht aus diesen Kurven hervor, daß durch die Einschaltung der Parallel-Kapazität C_k das Verhältnis J_2/J_1 viel günstiger wird, d. h. daß man denselben Sekundärstrom J_2 mit viel geringerem Primärstrom J_1 erzielen kann. Dieser Parallelkondensator verbessert also die Frequenzvervielfachung selbst, nicht nur die Betriebsverhältnisse, wie es die Spule parallel zur Maschine (§ 4) tut.

Es liegt nahe, beide Methoden zu vereinigen, d. h. in der Schaltung von Fig. 6 die beiden Taster T_1 und T_2 zu schließen. Die Wirkung dieser Schaltung wurde bei Verfünfzehnfachung der Frequenz unter denselben Bedingungen untersucht, unter denen die Kurven a, b, c von Fig. 8 gewonnen waren. Es ergaben sich dabei die Kurven d und e derselben Figur, wenn C_k den in diesem Fall günstigsten Wert von 0,040 μF hatte, also ungefähr ebenso groß wie C_2 war. Betrachtet man nur das Verhältnis J_2/J_g, das heißt den Sekundärstrom, den man bei einem bestimmten Generatorstrom erhält, so kann man sagen, daß die Verbesserung,

[12]) Im übrigen war $\nu = 425$/sec., $C_1 = 1,3$, $C_2 = 0,10\ \mu F$, $L_1 = 0,080\ H$, L_k zwischen 0,007 und 0,012, L_k zwischen 0,017 und 0,07 und L_2 zwischen 0,018 und 0,051 H veränderlich.

[13]) Es war $L_1 = 0,067\ H$ bei Einschaltung von L_k und $= 0,080\ H$ ohne L_k, $C_2 = 0,039\ \mu F$, L_2 zwischen 0,0063 und 0,0122 H veränderlich, $\nu = 440$ sec.

[13a]) Vgl. M. Joly, Franz. Pat. 418909 (1910). D.R.P. 264250 (1910). Ferner Telefunken (M. Osnos) D.R.P. 379222 (1919).

[14]) $L_1 = 0,088\ H$, $C_1 = 1,3\ \mu F$, L_2 zwischen 0,018 und 0,051 H veränderlich. — Beim Arbeiten mit dieser Parallelkapazität erhält man nicht nur eine, sondern zwei Kippstellen (vgl. Fig. 9 und 10). Für die Frequenzvervielfachung kommt nur der ausgezogene, nicht der gestrichelte Teil der Kurven in Betracht.



die man durch den Parallelkondensator C_k gegenüber dem Fall, daß nur die Spule L_k parallel zum Generator liegt, erzielt (Kurve d gegen a), etwa 30% beträgt.

Der Einfluß des Parallelkondensators auf den Stromverlauf ist in Kap. II näher ausgeführt.

§ 6. Einfluß der Kopplung.

Je fester die Kopplung zwischen Primär- und Sekundärkreis ist, um so größer wird unter sonst gleichen Umständen die Energieübertragung des ersten an den zweiten Kreis, um so stärker aber auch die Rückwirkung auf den ersten. Man kann also von vornherein nicht sagen, welche Kopplung am günstigsten sein wird; man wird nur vermuten, daß die Kopplung um so fester sein darf, je höher die Frequenz des Sekundärstromes und je höher infolge davon die Impedanz des Primärkreises für einen Strom dieser Frequenz ist.

Untersucht wurde der Einfluß der Kopplung bei Verfünfzehnfachung in der Schaltung von Fig. 1 [15]). Wie die Kopplungen $^1/_4$, $^2/_4$, $^3/_4$, $^4/_4$ hergestellt werden, ist auf Seite 102 angegeben. Um stärkere Kopplungen $^5/_4$, $^6/_4$, $^7/_4$ zu erzielen, wurde der Primärkreis ebenfalls an die 54 Windungen der Spule S_1 gelegt; die Spulen S_1 und S_2 waren aber in Reihe geschaltet und das eine Ende der Leitung C_2 L_2 an das eine Ende von S_1, das andere an zirka $^1/_4$ bzw. $^2/_4$ bzw. $^3/_4$ der 53 Windungen von Spule S_2 angeschlossen. Die Anordnung wirkte als Autotransformator. Nach den Kurven von Fig. 11, die die Resultate der Messung wiedergeben, wird

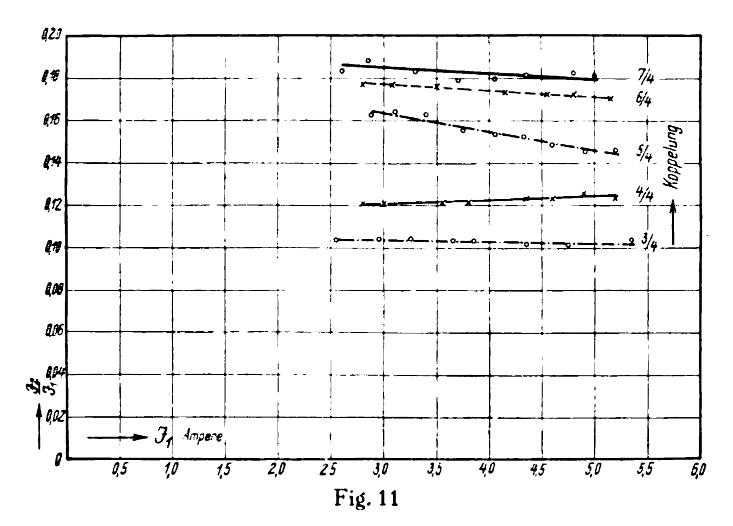


Fig. 11

in dem untersuchten Bereich das Verhältnis J_2/J_1 um so günstiger, je stärker die Kopplung war. Wenn man extrapolieren darf, so muß man aus den Resultaten schließen, daß die günstigste Wirkung bei einer Kopplung von ungefähr $^{10}/_4$ erreicht worden wäre, während L. Casper, K. Hubmann und J. Zenneck [3]) als günstigste Kopplung für Verdreifachung $^2/_4$, für Verfünffachung $^4/_4$ gefunden hatten.

II. Die Vorgänge bei der Frequenzvervielfachung.

Für die im folgenden besprochenen Aufnahmen mit der Braunschen Röhre wurde eine Röhre für magnetische und elektrische Ablenkung der Firma E. Gundelach, Gehlberg in Thüringen, verwendet, die durch eine Leunersche Influenzmaschine betrieben wurde. Bezüglich der Technik dieser Aufnahmen verweisen wir auf die schon zitierten Arbeiten von L. Casper, K. Hubmann und J. Zenneck.

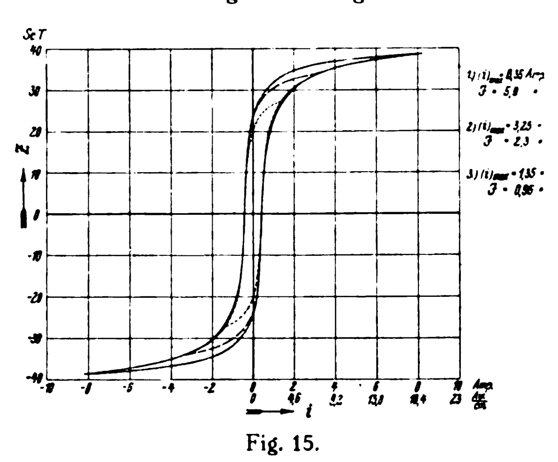
Um den Stromablenkungen passende Größe zu geben, war es nötig, die Ablenkungsspulen an der Braunschen Röhre bei den verschiedenen Aufnahmen in verschiedener Entfernung von der Röhre anzubringen. Der Maßstab dieser Ablenkungen ist infolge davon in den verschiedenen Figuren verschieden. Entsprechendes gilt für die Spannungsablenkungen. Handelte es sich z. B. um die Aufnahme der Spannung an einer Spule, so wurden häufig die Ablenkungsplatten im Innern der Röhre nicht an die ganze Spule, sondern nur an einen Teil ihrer Windungen angelegt. Auf diese Verschiedenheit des Maßstabes ist später, wo es nötig war, hingewiesen.

Wenn im folgenden eine Kurve z. B. als $e \perp i$ bezeichnet ist, so bedeutet es, daß die Ordinaten der Kurve proportional e, die Abszissen proportional i sind.

§ 1. Verhältnisse bei offenem Sekundärkreis.

Die Schaltung war diejenige von Fig. 1, der Sekundärkreis offen, die Induktivität der eisenfreien Spule L_1 hier und im folgenden stets groß gegen diejenige der Eisenkernspule S_1.

In den Fig. 12, 13, 14 ist die Spannung e_s an der Eisenkernspule in ihrer Abhängigkeit vom Primärstrom i bei steigender Sättigung des Kernes dargestellt. Die Effektivwerte von i_1 waren 0,95 bzw. 2,3 bzw. 5,9 A. Die Ordinaten von e_s in Fig. 13 sind mit 2, diejenigen in Fig. 14 mit 4 zu multiplizieren, um mit denen von Fig. 12 vergleichbar zu werden. Je stärker die Sättigung ist, um so mehr nimmt die Spannung an der Eisenkernspule stoßartigen Charakter an, aber auch bei der schwächsten Sättigung von Fig. 12, die unter dem Knie der Magnetisierungskurve lag, ist sie nicht annähernd sinusförmig, wegen der magnetischen Eigenschaften des Kerns. Wie die Magnetisierungskurve des Eisenkerns


Fig. 15.

bei den drei verschiedenen Stromamplituden aussah, zeigt Fig. 15 nach Messungen mit einem ballistischen Galvanometer.

Der zeitliche Verlauf des Primärstromes i_1 und der Spannung e_s an der Eisenkernspule ist in den Fig. 16 und 17 photographiert, und zwar in Fig. 16 für die schwache Sättigung von Fig. 12, in Fig. 17 für die starke von Fig. 14. In Fig. 18 ist der Primärstrom von Fig. 17 der Deutlichkeit halber noch einmal allein aufgenommen. Nach diesen Figuren ist der Primärstrom trotz der großen Induktivität L_1 nicht vollkommen sinusförmig, erleidet vielmehr zur Zeit, in der das Maximum der Eisenkernspannung e_s erzeugt wird, eine Verflachung im Anstieg bzw. Abfall.

[15]) $L_1 = 0{,}080\ H$, $C_1 = 1{,}3$, $C_2 = 0{,}039\ \mu F$, L_2 veränderlich zwischen 0,0063 und 0,0122 H, $\nu = 440$/sec.



Diese Rückwirkung erklärt sich ohne weiteres, wenn man die Spannungsbilanz aufnimmt, wie es in Fig. 19 für die Sättigung von Fig. 12 und in Fig. 20 für $J_1 = 3{,}0$ Amp. geschehen ist. Diese Figuren stellen die Spannung e_{S_1} an der Eisenkernspule S_1, e_{L_1} an der eisenfreien Spule L_1, e_{C_1} am Kondensator C_1 und e_g am Generator G dar, und zwar in der Weise, wie es aus den Pausen dieser Figuren in

Fig. 21a.

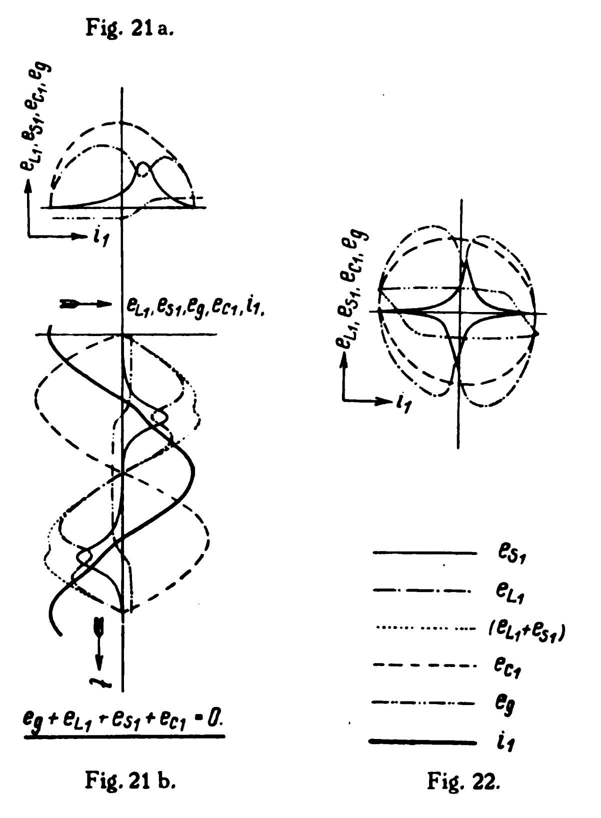


Fig. 21 b.

Fig. 22.

Fig. 21a und 22 [16]) ersichtlich ist. In Fig. 21b ist außerdem noch die zeitliche Abwicklung dieser Figuren und damit der zeitliche Verlauf der verschiedenen Spannungen gezeichnet. Dabei war der zeitliche Verlauf von i_1 aus der Kurve

$$e_{L_1}\left(\sim L_1 \frac{di_1}{dt}\right) \perp i_1$$

nach einem einfachen graphischen Verfahren [17]) abgeleitet worden. Der zeitliche Verlauf der anderen Größen folgt dann aus Fig. 19 unmittelbar. Da die Generatorspannung im Vergleich zu den Spannungen, die bei Resonanz an den Spulen und dem Kondensator auftreten, sehr klein ist, und die Spannung $e_{C_1}\left(= \frac{1}{C_1}\int i_1\, dt\right)$ am Kondensator C_1 bei nicht sehr großer Abweichung des Stromes i_1 von der Sinusförmigkeit annähernd sinusförmig ist, so muß jede Abweichung von der Sinusförmigkeit, die die Spannung e_{S_1} besitzt, durch eine entgegengesetzte Abweichung der Spannung e_{L_1} kompensiert werden. Das zeigen die Fig. 19—22 besonders klar. Bei demselben Wert von i_1 bzw. der Zeit t, bei dem die Spannungsspitze von e_{S_1} liegt, erfährt die Spannung e_{L_1} eine Einsenkung. Das bedeutet eine Verkleinerung von $\frac{di_1}{dt}$ und damit eine Verflachung des zeitlichen Verlaufs von i_1 an derselben Stelle, wie sie in den Fig. 16—18 erscheint.

[16]) In Fig. 19 und 21 sind die Ordinaten der verschiedenen Kurven miteinander vergleichbar. In Fig. 20 und 22 sind die Ordinaten von e_{S_1} und e_{L_1} zu verdoppeln und diejenigen von e_{C_1} zu verdreifachen, um mit denjenigen von e_g vergleichbar zu werden.

[17]) H. Plendl, ds. Jahrb. 27, nächstes Heft (5).

§ 2. Verhältnisse bei geschlossenem Sekundärkreis.

Die Schaltung war wieder diejenige von Fig. 1, aber diesmal mit geschlossenem Sekundärkreis, der der Reihe nach auf die 3., 5. und 15. Harmonische eingestellt wurde.

a) 3. Harmonische. Bei Abstimmung des Sekundärkreises auf maximalen Strom J_2 wurden bei steigender Sättigung des Eisenkerns ($J_1 = 1{,}05$ bzw. $1{,}95$ bzw. $5{,}1$ Ampère) die Fig. 23, 24 und 25 aufgenommen, deren Kurven $i_2 \perp i_1$ und $e_{S_1} \perp i_1$ (die letzteren sind in der Kopie durch kleine Kreise gekennzeichnet) darstellen. Gegenüber den entsprechenden Kurven $e_S \perp i_1$ bei offenem Sekundärkreis werden durch die Rückwirkung des Sekundärkreises die Maxima der Spannung e_{S_1} auf größere Werte des Primärstromes i_1 gerückt. Dadurch wird die vom Primärkreis an den Kern und damit an den Sekundärkreis übertragene Energie $\int e_S i_1 \cdot dt$ vergrößert. Am günstigsten ist, wie die Messungen des Sekundärstromes zeigten, das Verhältnis J_2/J_1 ($= 1{,}15 : 1{,}95$) bei der mittleren Sättigung von Fig. 24: gegenüber der schwachen Sättigung von Fig. 23 ist das Maximum von e_S bei Fig. 24 viel besser ausgebildet und gegenüber der starken Sättigung von Fig. 25 liegt dieses Maximum näher am Scheitelwert von i_1.

Bei der starken Sättigung von Fig. 25 weicht der Sekundärstrom i_2 schon nicht unerheblich von der Sinusform ab, und zwar gerade an der Stelle, wo die auf den Sekundärkreis wirkende EMK e_S ein Maximum hat, während der Verlauf von i_2 bei den schwächeren Sättigungen von Fig. 23 und 24 merklich sinusförmig ist.

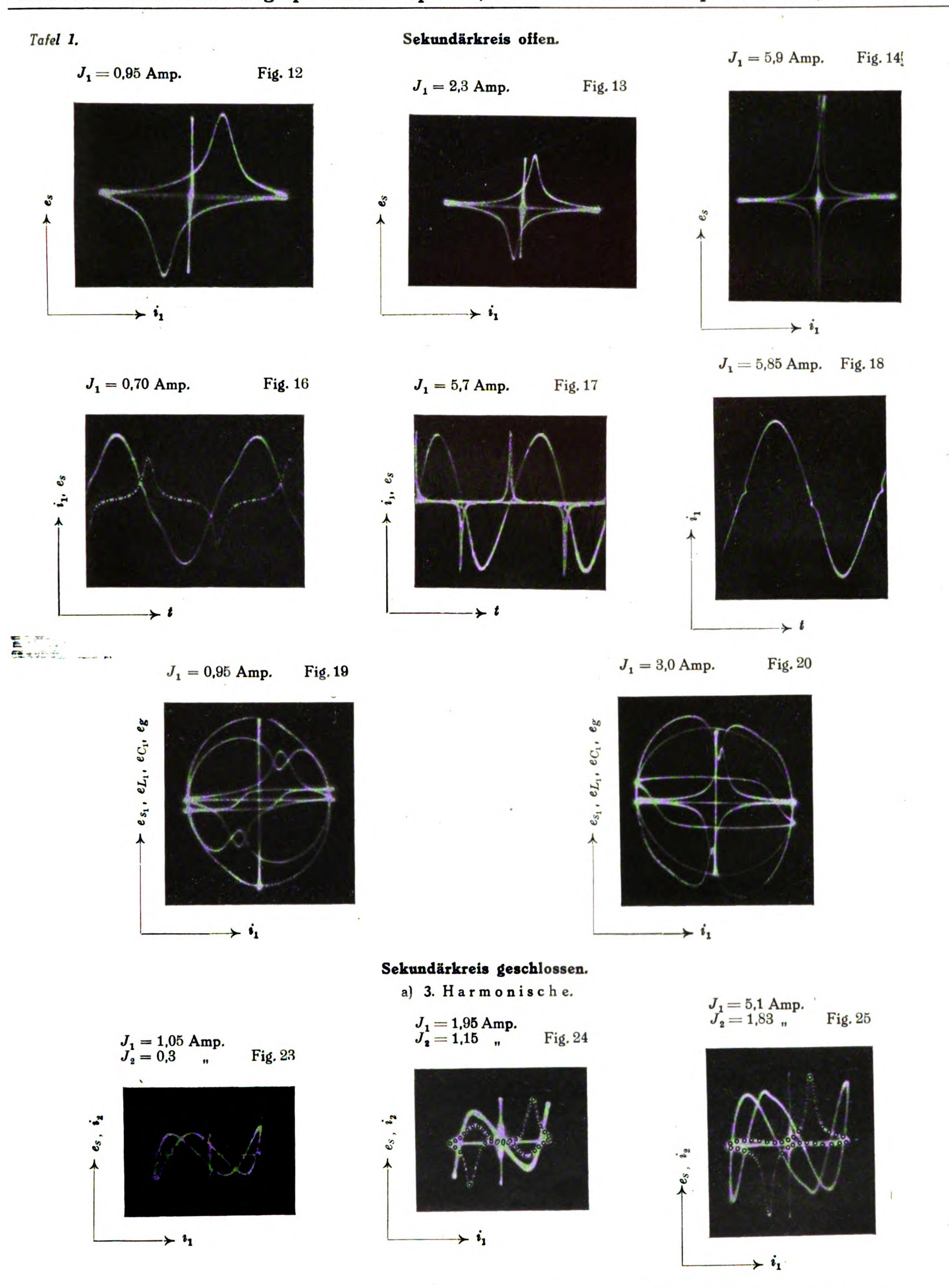
b) 5. Harmonische. Die Kurven 26, 27, 28 entsprechen wie diejenigen in Fig. 23, 24, 25 zunehmender Sättigung ($J_1 = 0{,}65$ bzw. $1{,}95$ bzw. $5{,}25$ A.) und zeigen ganz ähnliche Verhältnisse. Auch hier rückt das Spannungsmaximum von e_S gegenüber dem Leerlauf auf größere Werte von i_1. Das wird besonders anschaulich, wenn man Fig. 29, die unter den Bedingungen von Fig. 28 den zeitlichen Verlauf des Primärstromes wiedergibt, mit der entsprechenden Kurve von Fig. 18 vergleicht.

Bei der starken Sättigung von Fig. 28 weicht wieder der Sekundärstrom i_2 erheblich von der Sinusform ab. L. Casper, K. Hubmann und J. Zenneck [3]) haben gezeigt, daß man diese Abweichung vermeiden kann, wenn man dem Sekundärkreis eine um einen bestimmten Betrag kleinere Eigenfrequenz gibt als diejenige, die einen maximalen Sekundärstrom J_1 liefert. Das ist bei der Aufnahme von Fig. 30 geschehen ($J_1 = 5{,}5$ A.). Der Verlauf von i_2 ist hier tatsächlich merklich sinusförmig und das Phasenverhältnis zwischen i_2 und i_1 ist etwas anders geworden, und der Verlauf der e_S-Kurve ist trotz etwas höherer Sättigung weniger spitz, als in Fig. 28.

c) 15. Harmonische. Die Kurven 31 und 32, die die Verhältnisse bei mittlerer ($J_1 = 3{,}15$ A.) und starker ($J_1 = 6{,}1$ A.) Sättigung illustrieren, zeigen, daß bei dieser hohen Harmonischen der Verlauf des Sekundärstromes merklich sinusförmig ist, auch dann, wenn der Sekundärkreis auf maximalen Sekundärstrom abgestimmt ist, wie es bei der Aufnahme dieser Figur tatsächlich geschehen war. In beiden Figuren kommt die starke Dämpfung unseres Sekundärkreises bei dieser Frequenz zutage. Sie und der zweimalige Anstoß der Schwingungen des Sekundärkreises während jeder Periode des Primärstromes zeigt sich außer in den Fig. 31 und 32 auch noch in Fig. 33, die die Spannung an der eisenfreien Induktivität L_2 $\left(\text{proportional } - L_2 \frac{di_2}{dt}\right)$ in Abhängigkeit vom Sekundärstrom gibt.

Tafel 1.

Sekundärkreis offen.



Sekundärkreis geschlossen.

a) 3. Harmonische.

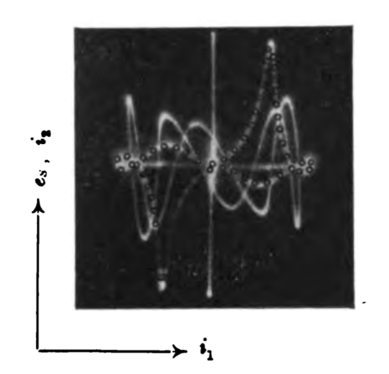
Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Zum Aufsatz H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck,
Experimentelle Untersuchungen über magnetische Frequenzwandler.

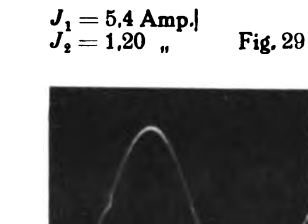
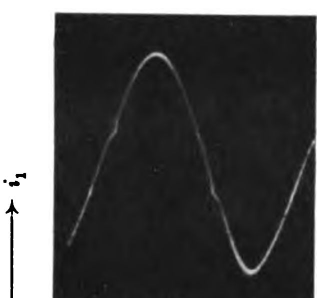
Tafel 2.

b) 5. Harmonische.

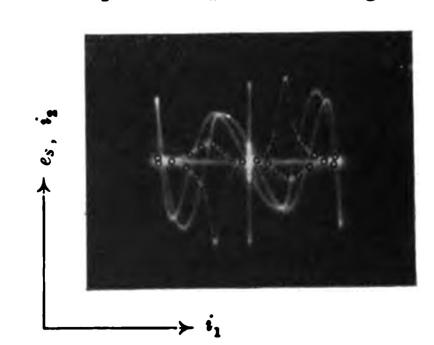
$J_1 = 0{,}65$ Amp.
$J_2 = 0{,}07$ „ Fig. 26



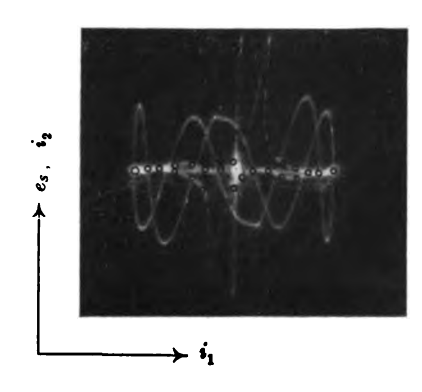
$J_1 = 5{,}4$ Amp.
$J_2 = 1{,}20$ „ Fig. 29

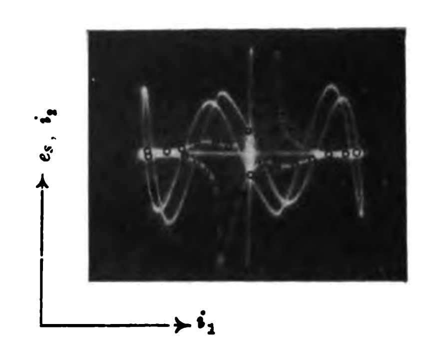
$J_1 = 1{,}95$ Amp.
$J_2 = 0{,}70$ „ Fig. 27



$J_1 = 5{,}25$ Amp.
$J_2 = 1{,}30$ „ Fig. 28

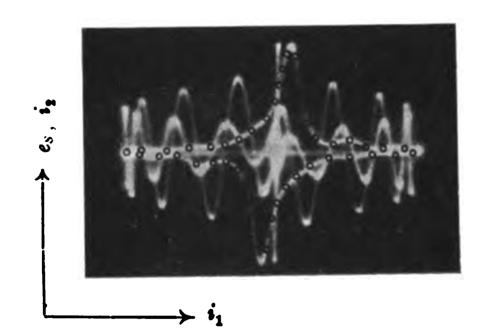


$J_1 = 5{,}5$ Amp.
$J_2 = 1{,}20$ „ Fig. 30

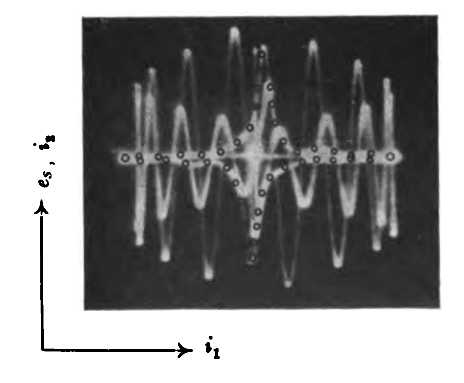


c) 15. Harmonische.

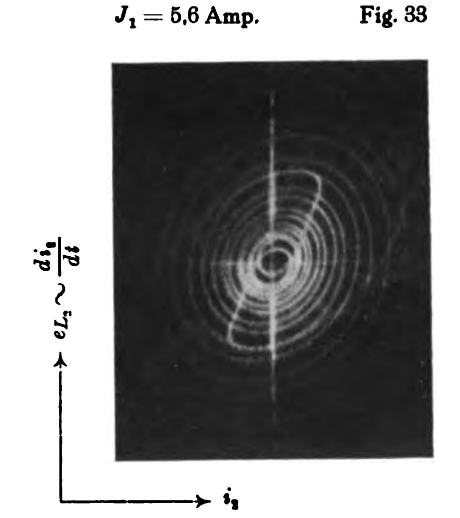
$J_1 = 3{,}15$ Amp. Fig. 31



$J_1 = 6{,}1$ Amp. Fig. 32



$J_1 = 5{,}6$ Amp. Fig. 33



Verlag von M. Krayn, Berlin W 10

Zum Aufsatz H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck,
Experimentelle Untersuchungen über magnetische Frequenzwandler.

Tafel 3.

Frequenzvervielfachung in zwei Stufen.

Fig. 35

Fig. 37

Fig. 36

Fig. 39

Fig. 38

Fig. 40

Kapazität parallel zur Sekundärwicklung des Eisenkernes.

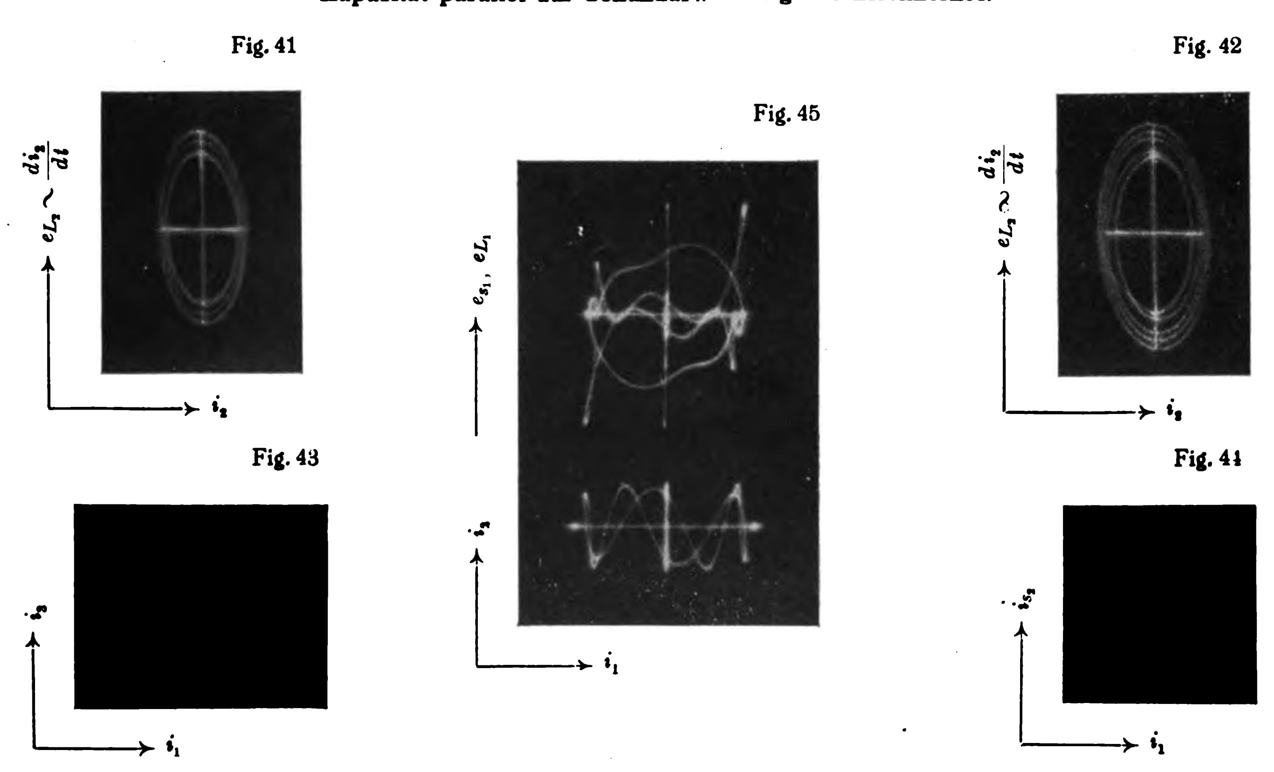


Fig. 41

Fig. 45

Fig. 42

Fig. 43

Fig. 44

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Zum Aufsatz H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck,
Experimentelle Untersuchungen über magnetische Frequenzwandler.

§ 3. Frequenzvervielfachung in 2 Stufen.

Statt hohe Harmonische unmittelbar im Sekundärkreis zu erzeugen, ist eine Frequenzvervielfachung in 2 Stufen vorgeschlagen worden [18]). Sie wurde in der Schaltung von Fig. 34 untersucht, und zwar in der Art, daß der Sekundär-

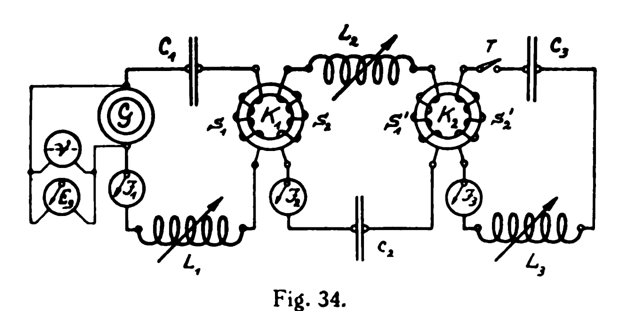


Fig. 34.

kreis C_2 L_2 auf die 3. Harmonische des Primärstromes, der Tertiärkreis C_3 L_3 auf die 5. des Sekundären bzw. 15. des Primären abgestimmt war.

In der Schaltung Fig. 34 ist der mit K_1 bzw. S_1 S_2 bezeichnete Transformator derselbe, der bei den früheren Versuchen benutzt worden war (vgl. Seite 102); der mit K_2 bzw. S'_1 S'_2 bezeichnete bestand aus zwei Ringen (mittlerer Durchmesser zirka 5 cm) mit je 50 Windungen Kupferdraht, die mit einem gemeinsamen zirka 3 mm dicken Mantel von schellackiertem Eisendraht (Blumendraht) von 0,3 mm Durchmesser bewickelt waren.

Die Fig. 35 und 36 zeigen die Spannung am 2. Transformator S'_2 in ihrer Abhängigkeit vom Primärstrom i_1, und zwar die erstere bei offenem, die letztere bei geschlossenem Tertiärkreis. Dabei war der Sekundärkreis auf maximalen Strom J_2 und der tertiäre auf maximalen Strom J_3 eingestellt. Beide Figuren lassen die sechs Spannungs-Maxima, die in diesem Fall auf den Tertiärkreis wirken, erkennen. Ein Vergleich der beiden Figuren zeigt die Abschwächung der Spannungsspitzen durch die Rückwirkung des Tertiärstromes.

In Fig. 37 — Spannung $e_{L2} \left(\sim \frac{d i_2}{dt}\right)$ an der eisenfreien Spule L_2 in ihrer Abhängigkeit vom Sekundärstrom i_2 — ist die Deformation des Sekundärstromes i_2 in den Zeitpunkten, in denen die Maxima der Spannung an der Eisenkernspule S'_1 auftreten und in denen der Tertiärkreis angestoßen wird, ersichtlich.

Den Tertiärstrom in seiner Abhängigkeit vom primären demonstriert Fig. 38. Bei einem Vergleich mit den entsprechenden Fig. 31 bezw. 32 für die Verfünfzehnfachung in einer Stufe fällt die starke Verminderung des Abfalls der Schwingungen von Fig. 38 angenehm auf. Diese Schwingungen entfernen sich von einer wirklich ungedämpften viel weniger als diejenigen in Fig. 31 und 32. Dasselbe spricht sich auch in den Fig. 39 und 40 $\left[e_{L3}\left(\sim \frac{d i_3}{dt}\right) \perp i_3\right]$ aus. Sie unterscheiden sich voneinander dadurch, daß bei der ersten der Tertiärkreis auf maximalen Tertiärstrom, bei der letzteren auf eine etwas kleinere Eigenfrequenz eingestellt war. Auch in diesem Fall wirkt diese oben besprochene Maßnahme auf die Sinusförmigkeit des Stroms günstig ein.

Bezüglich der Stromverhältnisse ist zu sagen, daß zur Erzielung desselben Stroms von der 15 fachen Frequenz bei unseren Kreisen die Anordnung in zwei Stufen einen um ca. 33% geringeren Primärstrom erforderte, als bei der Verfünfzehnfachung in einer Stufe, also auch in dieser Beziehung günstig war.

[18]) Graf von Arco und A. Meissner, Brit. Pat. 20946 (1913/15) und F. W. Alexanderson, Brit. Pat. 121500 (1917/19).

§ 4. Kapazität parallel zur Sekundärwicklung des Eisenkerns.

In I, § 5 war schon auf die gute Wirkung einer Kapazität parallel zur Sekundärwicklung des Eisenkerns (Schaltung Fig. 6, T_1 offen und T_2 geschlossen) hingewiesen worden. Daß diese Kapazität auch die Form des Sekundärstroms günstig beeinflußt, zeigen die Fig. 41 und 42, die bei Frequenzverfünffachung $\frac{d i_2}{dt} \perp i_2$ darstellen, die erstere mit, die letztere ohne Parallelkondensator C_k. Der Einfluß des Kondensators C_k äußert sich darin, daß der Sekundärstrom sinusförmiger wird und zwischen zwei Anstößen weniger stark abfällt. Zweifellos liegt das daran, daß der Sekundärstrom durch C_2 L_2 in der Hauptsache nicht durch die Eisenkernspule S_2, sondern durch die Kapazität C_k mit ihrer viel geringeren Impedanz fließt. Nimmt man nämlich den Strom i_3 durch den Kondensator C_k in seiner Abhängigkeit von i_1 (Fig. 43) auf, so sieht man, daß dieser Strom eine starke 5. Harmonische, dagegen der Strom i_2 durch die Eisenkernspule S_2 (Fig. 44) überhaupt keine merkliche enthält.

Um einen weiteren Einblick in diesen Vorgang zu erhalten, wurde in Fig. 45 die Spannung e_{S1} an der Primärspule S_1 und diejenige e_{L1} an der eisenfreien Spule L_1 des Primärkreises, ebenso i_2, alle in ihrer Abhängigkeit von i_1 aufgenommen. Fig. 46 a ist eine Pause des oberen Teils von Fig. 45, Fig. 46 b die danach gezeichnete zeitliche Abwicklung. Durch die Wirkung der Parallelkapazität C_k entstehen also an der Eisenkernspule zwei Spannungsmaxima während jeder Halbperiode. Das größere M_1 bewirkt die Energieabgabe an den Eisenkern und damit an den Sekundärkreis und zwar in sehr günstiger Weise, da es auf das Maximum des Primärstroms fällt. Das kleinere entgegengesetzt liegende bedeutet eine Energierücklieferung an den Primärkreis.

Fig. 46 a.

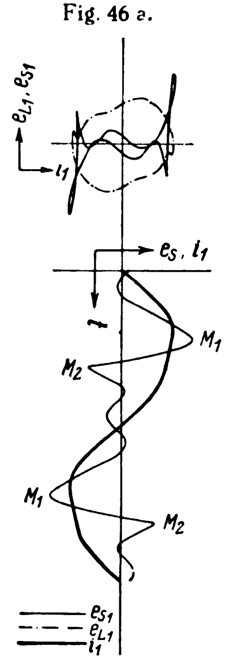


Fig. 46 b.

Augenscheinlich ist der Vorgang der, daß im Moment des Spannungsmaximums an der Eisenkernspule S_2 der Kon-

densator C_k entsprechend seiner großen Kapazität einen starken Ladestrom aufnimmt, der in den hohen und scharf ausgeprägten Maximis der Fig. 43 und 44 zum Ausdruck kommt. Dieser Ladestrom i_3 und der im Effektivwert nur halb so große Primärstrom magnetisieren den Kern, wobei das Vorhandensein des ersteren bewirkt, daß der Stoß bei maximalen Primärstrom i_1 erfolgt. Während der Stoßdauer wird also die vom Primärkreis an das Sekundärsystem gelieferte Energie in der Hauptsache als Ladung auf den Kondensator C_k aufgebracht und nur zum kleineren Teil auf den Kondensator C_2. Der Kondensator C_k entlädt sich dann in gedämpften Schwingungen über C_2 L_2, bis der nächste Aufladungsstoß in entgegengesetzter Richtung erfolgt.

den können, sind sie in den Kurven 47a bis 52a durchgepaust und zwar mit verschiedenen Linien. Die Kurven für den Induktionsfluß z in den Fig. 53, 55, 57 und 59 sind nach der Methode von K. Krüger und H. Plendl[20]) hergestellt.

Entnimmt man den Fig. 47, 49 und 51 das Phasenverhältnis zwischen i_2 und i_1, nimmt man ferner an, daß die beiden Ströme merklich sinusförmig sind und berechnet man sich ihre Amplituden aus den gemessenen Effektivwerten (J_1 bei Fig. 47 = 4,10, bei Fig. 49 und 51 = 4,65 A.), so ergeben sich für den zeitlichen Verlauf von i_1, i_2 $i = i_1 + i_2$ die Kurven von Fig. 61, 62, 63, von denen 61 der Fig. 47 (J_2 = Maximum), 62 der Fig. 49 (Eigenfrequenz kleiner),

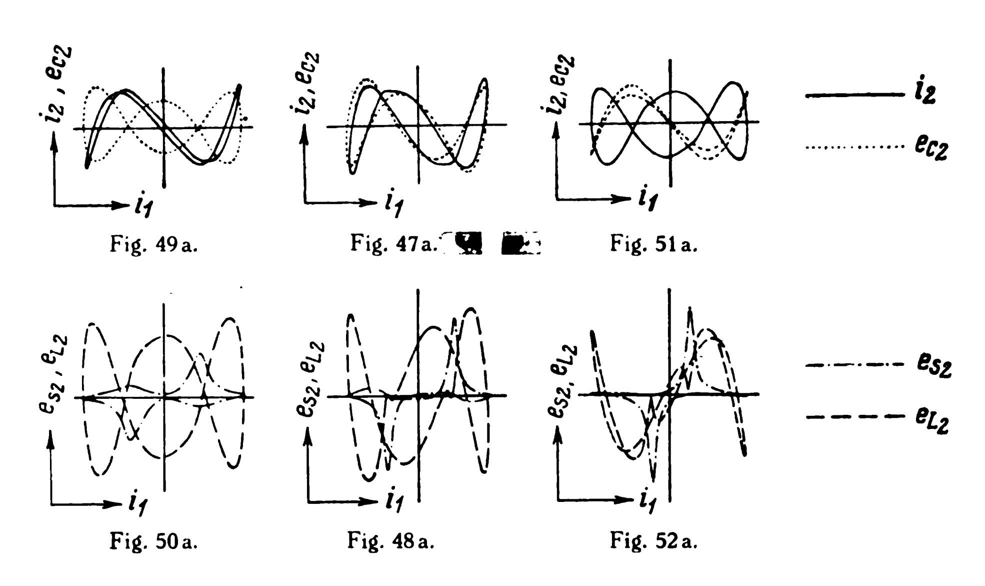


Fig. 49a. Fig. 47a. Fig. 51a.

Fig. 50a. Fig. 48a. Fig. 52a.

§ 6. Einfluß der Abstimmung des Sekundärkreises.

L. Casper, K. Hubmann und J. Zenneck[3]) hatten für niedrige Harmonische die oben zum Teil schon erwähnte Tatsache festgestellt, daß bei einer Abstimmung des Sekundärkreises auf maximalen Strom J_2 dieser Strom nicht vollkommen sinusförmig verläuft, daß bei einer Abstimmung auf eine bestimmte kleinere Eigenfrequenz der Sekundärstrom sinusförmig, aber etwas geringer, und daß bei einer Abstimmung auf eine größere Eigenfrequenz der Sekundärstrom ebenfalls kleiner, aber noch weniger sinusförmig als bei Abstimmung auf maximalen Sekundärstrom wird. Zur Erklärung dieser Erscheinung soll das folgende dienen.

a) Es wurden, und zwar bei Verdreifachung der Frequenz (Sekundärkreis auf die 3. Harmonische eingestellt), folgende Aufnahmen gemacht.

1. Fig. 47, 48, 53[19]), 54 für Abstimmung des Sekundärkreises auf maximalen Strom (J_2 = 2,20 A.)
2. Fig. 49, 50, 55[19]) 56 bei Abstimmung auf kleinere Eigenfrequenz (J_2 = 1,90 A.)
3. Fig. 51, 52, 57[19]), 58 bei Abstimmung auf größere Eigenfrequenz (J_2 = 1,90 A.)
4. Fig. 59 und 60 bei abgeschalteten Sekundärkreis $J_2 = 0$).

Was die Kurven bedeuten, ist ihnen beigeschrieben. Damit die Kurven 47—52 gut voneinander unterschieden wer-

63 der Fig. 51 (Eigenfrequenz größer) entspricht. Die Kurve für den zeitlichen Verlauf des Induktionsflusses z folgt aus derjenigen für den Strom $i = i_1 + i_2$ und die links in den Figuren eingetragene und mit dem ballistischen Galvanometer gemessene Magnetisierungskurve des Eisenkerns. Aus $e_S \left(\sim \frac{dz}{dt}\right)$ leitet sich der zeitliche Verlauf der Spannung an der Eisenkernspule ab.

b) Was zuerst diese Spannung betrifft, so geht es aus den Aufnahmen ohne weiteres hervor, wie sich die oben schon erwähnte und durch die Fig. 48, 50, 52 und besonders

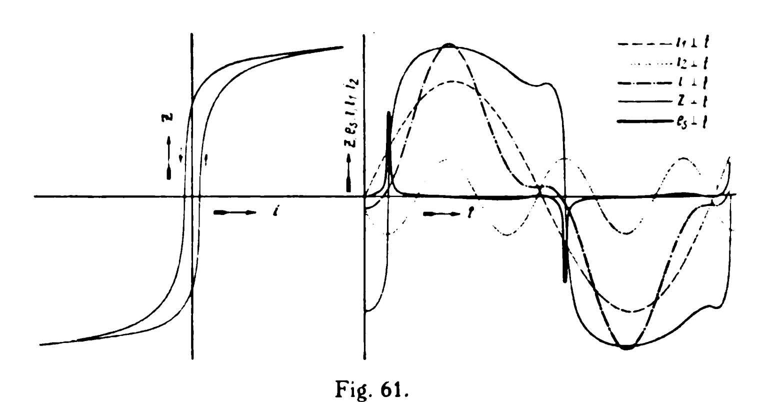


Fig. 61.

J_2 Max.

$i_1 = \sqrt{2} J_1 \cdot \sin \omega t$ $\quad$ $i_{max} = 8{,}0$ Amp. entspr. 18,5 $\frac{Aw}{cm}$

$i_2 = -\sqrt{2} J_2 \cdot \sin (3 \omega t + \varphi)$ $\quad$ $J_1 = 4{,}25$ Amp. $\quad \frac{J_2}{J_1} = 0{,}33$

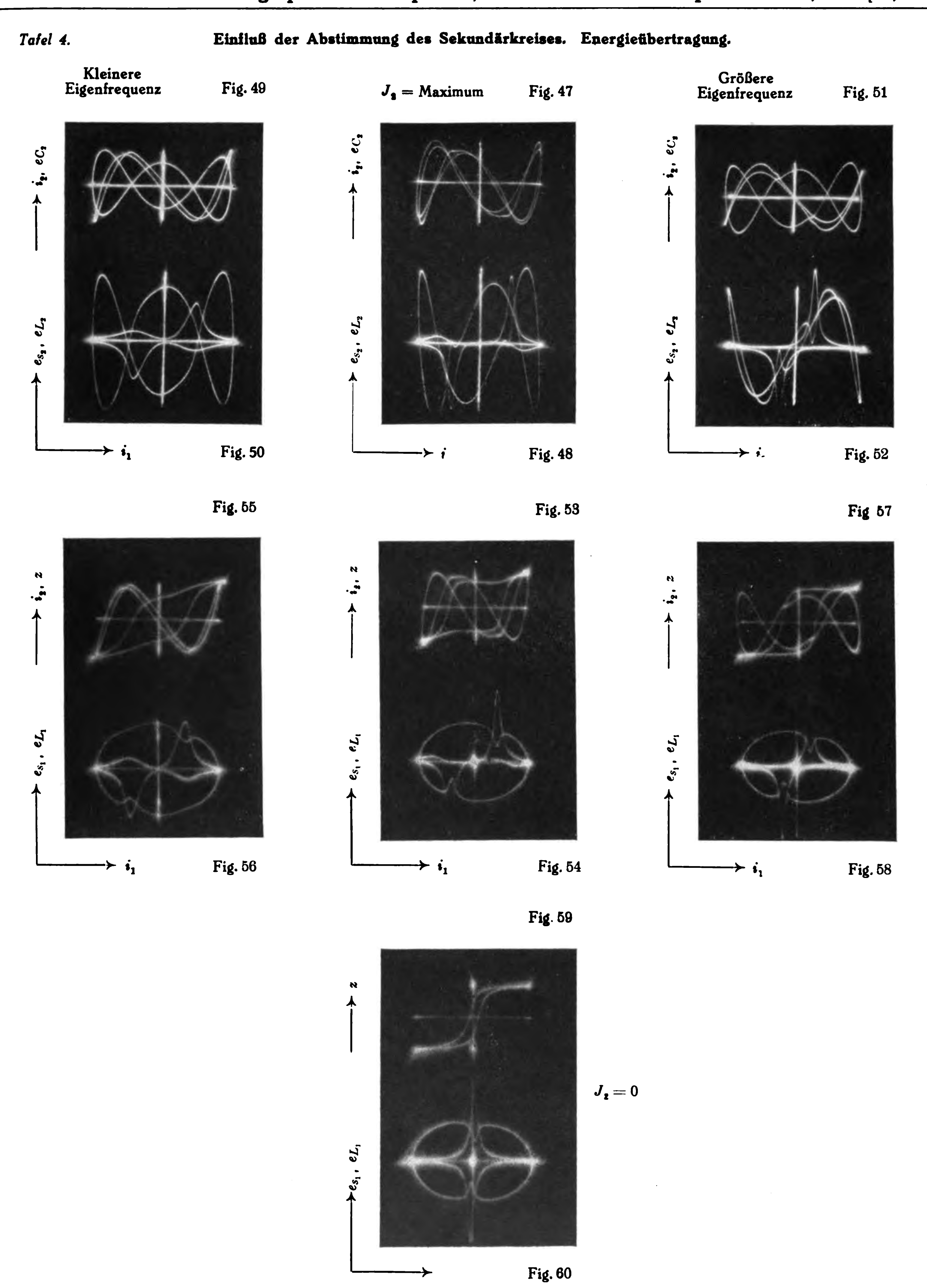
$i = i_1 + i_2$ $\quad$ $J_2 = 1{,}41$ „

[19]) Um miteinander vergleichbar zu werden, sind die Ordinaten der Kurven für e_{C_2} mit 4,3, diejenigen für e_{S_2} mit 1,33 und diejenigen für e_{L_2} mit 2,2 zu multiplizieren. — Die Kurven 47a ... 52a sind Pausen der entsprechenden Aufnahmen 47 ... 52.

[20]) K. Krüger und H. Plendl, ds. Jahrb. **27**, nächstes Heft (5).



Tafel 4. **Einfluß der Abstimmung des Sekundärkreises. Energieübertragung.**



Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Zum Aufsatz H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck, Experimentelle Untersuchungen über magnetische Frequenzwandler.

54, 56, 58 illustrierte Tatsache erklärt, daß die Spannungsspitze in dem Fall von Fig. 62 viel weniger ausgebildet ist als in den beiden anderen Fällen. Die Fig. 61—63 machen es aber auch sehr verständlich, daß die Energieübertragung vom Primärkreis an den Sekundärkreis am besten in dem Falle von Fig. 61, weniger gut in den beiden anderen Fällen

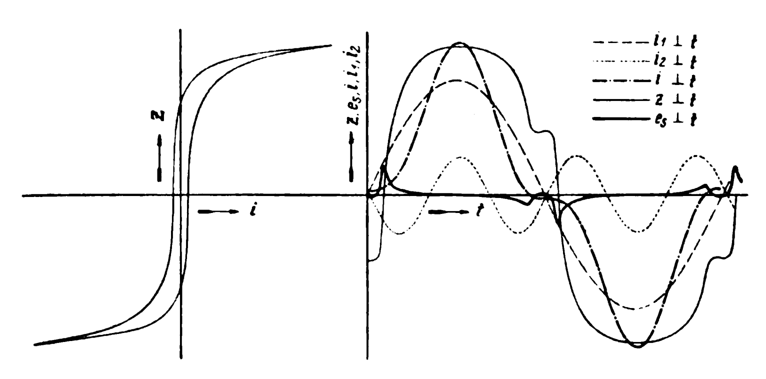


Fig. 62.

Kleinere Eigenfrequenz.

$i_1 = \sqrt{2}\, J_1 \sin \omega t$ $\quad i_{max} = 8{,}0$ Amp. entspr. $18{,}5\ \frac{Aw.}{cm}$

$i_2 = -\sqrt{2}\, J_2 \sin (3\,\omega t + \chi)$ $\quad J_1 = 4{,}25$ Amp. $\quad J_2 = 1{,}41$ „ $\quad \frac{J_2}{J_1} = 0{,}33$

$i = i_1 + i_2$

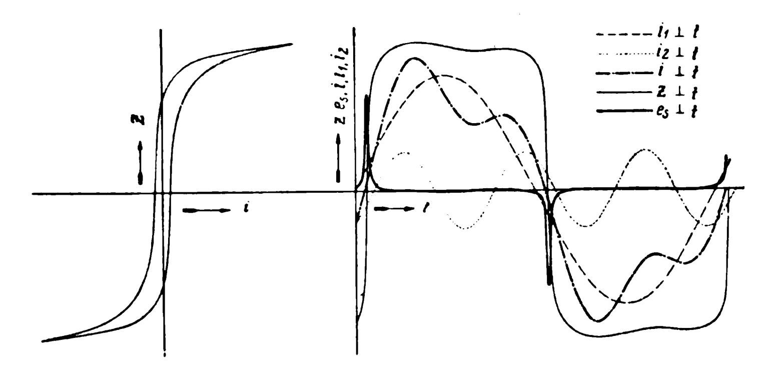


Fig. 63.

Größere Eigenfrequenz.

$i_1 = \sqrt{2}\, J_1 \cdot \sin \omega t$ $\quad i_{max} = 6{,}9$ Amp. entspr. $15{,}8\ \frac{Aw.}{cm}$

$i_2 = -\sqrt{2}\, J_2 \cdot \sin (3\,\omega t + \psi)$ $\quad J_1 = 4{,}25$ Amp. $\quad J_2 = 1{,}41$ „ $\quad \frac{J_2}{J_1} = 0{,}33$

$i = i_1 + i_2$

ist. Im Fall von Fig. 61 ist das Maximum der Spannung an der Eisenkernspule (vgl. dazu das auf Seite 106 Gesagte) hoch und es fällt auf verhältnismäßig große Werte von i_1 und auf das Maximum von i_2. Bei Fig. 62 trifft das Maximum von e_S mit ziemlich großen Werten von i_1 zusammen, ist aber selbst sehr klein; und in Fig. 63 ist das Maximum mindestens so groß als in Fig. 61, fällt aber auf besonders kleine Werte von i_1 und i_2. Für die Erklärung dieser Vorgänge genügt es also, wenn man nur das Phasenverhältnis zwischen i_1 und i_2 und seine Folgen berücksichtigt, ohne daß es nötig wäre, die Stromform in Betracht zu ziehen.

c) Bezüglich der Stromform liegen die Verhältnisse folgendermaßen. Da die Spannung e_{C2} an der Kapazität C_2 jedenfalls nicht viel von der Sinusförmigkeit abweicht (vgl. S. 105 u. 106) und da andererseits $e_{C2} + e_{S2} + e_{L2} =$ Null sein muß — wenn man vom Ohm'schen Spannungsabfall absieht —, so heißt das, daß jede Abweichung der Spannung e_{S2} von der Sinusform durch eine annähernd gleiche, aber entgegengesetzte Abweichung der Spannung e_{L2} kompensiert werden muß.

Im Fall der Abstimmung auf maximalen Strom J_2 (Fig. 47, 54, 61) trifft der Stoß von e_{S2} den Sekundärstrom i_2 gerade im Maximum. Würde der Sekundärstrom i_2 sinusförmig sein, so würde e_{L2} eben durch Null gehen. Als Kompensation von e_{S2} buchtet sich e_{L2} ein (Fig. 48) und der Strom i_2 wird im Abnehmen verzögert und damit an dieser Stelle nicht sinusförmig.

Ist die Eigenfrequenz des Sekundärkreises größer eingestellt als einem maximalen Strom J_2 entspricht (Fig. 51, 58, 63), so fällt die Spitze von e_{S2} auf einen Zeitpunkt, in dem i_2 sein Maximum überschritten und die Spannung e_{L2} dieselbe Richtung wie die Spannungsspitze von e_{S2} hat. e_{L2} muß sich also zu deren Kompensation besonders stark einbuchten und veranlaßt dadurch eine besonders starke Abweichung von dem sinusförmigen Verlauf von i_2.

Hat man dagegen die Eigenfrequenz des Sekundärkreises niedriger eingestellt als diejenige, die den maximalen Strom J_2 gibt, so daß also die Verhältnisse so werden, wie sie in den Fig. 49, 50, 56, 62 dargestellt sind, so fällt die Spitze von e_S auf den Zeitpunkt, in dem i_2 noch im Anstieg begriffen ist. Es hat deshalb e_{L2} das entgegengesetzte Vorzeichen wie e_{S2} und braucht sich deshalb nur wenig auszubuchten, um das an sich in diesem Fall flache Maximum von e_{S2} zu kompensieren. Der sinusförmige Verlauf von i_2 wird also kaum gestört.

d) Die in den Fig. 53, 55, 57 und 59 aufgenommenen Kurven gestatten den Wirkungsgrad einer solchen Anordnung zu bestimmen. Wenn eine solche Bestimmung im vorliegenden Fall auch keinen Schluß zuläßt, was bei einer solchen Frequenzvervielfachung wirklich erreicht werden kann — dazu hätte viel mehr Wert auf Vermeidung aller unumgänglichen Verluste gelegt werden müssen, — so soll sie wenigstens die Methode illustrieren. Planimetriert man die Kurve $z \perp i_1$ so ist ihr Inhalt

$$= \int_0^\tau i_1\, dz = \int_0^\tau i_1 \frac{dz}{dt}\, dt \sim \int_0^\tau i_1\, e_s\, dt$$

d. h. proportional der Energie W_1, die der Primärkreis an den Eisenkern überträgt. Diese Energie bleibt zum Teil als Hysteresis-Verlust im Eisenkern und ist proportional der Fläche von Fig. 59 $= W_h$, der andere Teil W_2 wird dem Sekundärkreis zugeführt. Es ist dann der Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{W_2}{W_1} = \frac{W_1 - W_h}{W_1}\ ^{21)}$$

Die Planimetrierung ergab bei Berücksichtigung der Maßstäbe für Fig. 53 (J_2 = Maximum) $\eta = 77\%$, Fig. 55 (Eigenfrequenz kleiner, i_2 sinusförmig) $\eta = 67\%$, Fig. 57 (Eigenfrequenz größer) $\eta = 67\%$.

Entsprechende Untersuchungen wurden auch bei Verfünffachung der Frequenz gemacht und ergaben qualitativ kein anderes Resultat als die Verdreifachung. Der maximale Wirkungsgrad, den man unter den Verhältnissn unserer, wie schon gesagt, ungünstigen Apparatur bekam, war hierbei 56 %.

Zusammenfassung und Ergebnisse.

1. Ausschlaggebend für die Frequenzvervielfachung ist die Sättigung des Eisenkerns, unwesentlich die Abstimmung des Primärkreises. Aus Betriebsgründen wird man aber im allgemeinen in der Nähe der Resonanz arbeiten.

[21]) Wenn man annimmt, daß die Eisenverluste mit und ohne Belastung merklich gleich sind.

2. Die große eisenfreie Selbstinduktion im Primärkreis, die man meist zur Erzielung günstiger Verhältnisse bei der Frequenzvervielfachung anwendet, kann unter Umständen mit Vorteil durch einen Sperrkreis, der auf die 3. Harmonische der Generatorfrequenz abgestimmt ist, ersetzt werden.

3. Es wurde die Parallelschaltung von eisenfreier Selbstinduktion zum Generator untersucht. Diese von L. Pungs und K. Schmidt beschriebene Schaltung ergibt bei richtiger Abstimmung günstige Betriebsbedingungen.

4. Eine wesentliche Verbesserung der Frequenzvervielfachung läßt sich dadurch erzielen, daß man eine Kapazität parallel zur Sekundärwicklung des Eisenkerns legt.

5. Je höher die Frequenzvervielfachung ist, um so fester war bei den Versuchen die günstigste Kopplung zwischen Primär- und Sekundärkreis.

6. Die Frequenzvervielfachung in zwei Stufen zeigte sich bei den Versuchen sowohl bezüglich des Verhältnisses des Sekundärstroms zum primären als bezüglich des zeitlichen Verlaufs des Sekundärstroms der Vervielfachung in einer Stufe überlegen.

7. Mit Hilfe der Braunschen Röhre wurden die physikalischen Vorgänge und die Energieübertragung bei der Frequenzvervielfachung eingehend untersucht, unter besonderer Berücksichtigung der unter 4) angegebenen Schaltung und der Frage nach dem Einfluß der Abstimmung des Sekundärkreises.

München, physikalisches Institut[22]) der technischen Hochschule. (Eingegangen am 15. 2. 26.)

[22]) Die Untersuchung wurde zum Teil mit Apparaten ausgeführt, die wir der Helmholtzgesellschaft und der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft verdanken. Wir möchten auch an dieser Stelle für die Bewilligung derselben unseren verbindlichsten Dank aussprechen.

Berechnung der Induktivität einer einwickeligen Rahmenantenne beliebiger Form.

Von **V. Bashenoff**[1]).

Theoretische Untersuchung.

I.

In der radiotechnischen Praxis werden zum Telegraphieempfang von Großstationen beinahe überall geschlossene Antennen und Rahmenantennen benutzt. Auf diesem Gebiete kann man in den letzten 3 Jahren einen bestimmten Übergang von den noch so unlängst ausschließlich verbreiteten Rahmenantennen (mit kleiner Fläche, großer Windungszahl, gewöhnlich transportabel und drehbar, und im Innern der Empfangsgebäude untergebracht) zu geschlossenen Antennen (Rahmen mit großer Fläche und kleiner Windungszahl, die gewöhnlich an äußere Netzträger oder Stützpunkte befestigt werden) feststellen. Es genügt zur Bekräftigung des Obigen zu erwähnen, daß im Jahre 1924 auf den gerichteten Empfangsstationen der Pariser und Berliner Radiozentralen (Villecresnes und Geltow), die von 1920—1923 ausschließlich kleine Rahmenantennen (die Fläche einer Windung bis 16 m²) benutzten, ein 75 m hoher Mast mit geschlossenen Antennen von etlichen tausend m² Flächeninhalt errichtet worden ist. Die Firma Marconi benutzt auf allen von ihr errichteten Empfangsanlagen Radiogoniometer, die aus zwei dreieckigen, senkrecht zueinander stehenden geschlossenen Antennen mit einer oder zwei Windungen bestehen und von einem 25 bis 75 m hohem Mast getragen werden.

Der Verfasser, der im Jahre 1915 experimentelle und theoretische Vergleiche verschiedener Empfangsfaktoren bei Benutzung einerseits von Rahmenantennen (mit einer Windungsfläche bis 20 m²) und andererseits von geschlossenen Antennen, die an einen 25 m hohen Mast[2]) aufgehängt waren, durchführte, kam schon damals zur festen Überzeugung, daß die geschlossenen Antennen —Rahmenantennen mit großer Windungsfläche und kleiner Windungszahl — im Vergleich mit gewöhnlichen Rahmenantennen mit großer Windungszahl und kleiner Windungsfläche in praktischer Hinsicht unbestreitbare Vorzüge zeigen.

Dieser Grundgedanke wurde vom Verfasser weiter in allen von ihm gebauten Empfangsstationen (deren Zahl mehr als 35 beträgt) durchgeführt; einen möglichst vollen Ausdruck erhielt dieser Gedanke beim Bau der gerichteten Empfangsstation der Moskauer Radiozentrale in Lübertzy, die schon in einer Reihe von russischen und ausländischen Zeitschriften[3]) beschrieben ist.

In der Praxis hatte nach wirtschaftlichen und anderen Erwägungen die Befestigung der geschlossenen Antennen an einer Tragstütze (Mast) die größte Verbreitung gefunden; in allen vom Verfasser gebauten Empfangsstationen wurde nur ein Mast benutzt.

Die geschlossenen Antennen der Konstruktion des Verfassers hatten 1915 bis 1918 die Form eines rechtwinkligen Dreiecks; in den weiteren Jahren wurden im allgemeinen dreieckige Figuren (rechtwinkliges, gleichschenkliges und gleichseitiges Dreieck) in reiner Form oder mit mehr oder weniger abgeschrägten unteren Ecken benutzt, was zur Verringerung des Widerstandes und der Kapazität der geschlossenen Antenne auf Kosten eines kleinen Flächenverlustes führte.

Wenn man aus der Zahl der einfachen Figuren (Quadrat, Kreis, Dreieck, Rechteck) eine Figur sucht, welche den unregelmäßigen Vielecken, die oft die Antennen mit nur einem Hängepunkt darstellen, äquivalent (nach Fläche und Umfang) sein soll, so wird es ohne weiteres klar, daß eine solche Figur ein Dreieck dieser oder jener Form sein wird, mit Ausnahme der Fälle, bei denen an einem Tragpunkt geschlossene Antennen in Form eines Kreises, Rechtecks oder Quadrats aufgehängt sind.

Die erstgenannten zwei Fälle trifft man in der Praxis nicht vor, der letztgenannte aber, welcher von der Firma Telefunken (D.R.P. Nr. 317 880) als kleine Rahmenantenne

[1]) Mitglied der RORJ, Moskau.

[2]) Siehe „Radiotechnik", Nr. 15, 1921 (russisch).

[3]) „Telegr. und Telephonie ohne Draht" (russisch), Nr. 13, S. 310, 1922 und Nr. 27, S. 519, 1924; „Proceedings of the Institute of Radio Engineers" 11, Seite 268, Juni 1923; „Jahrbuch d. drahtl. T. und T.", Bd. 20, Seite 136, 458, 1922, und andere). — Über diese Systeme siehe D. R. P. Nr. 420 450 vom 26. Oktober 1925.

patentiert ist, ist im Vergleich mit anderen Kombinationen — Dreiecke mit mehr oder weniger abgeschrägten Ecken — unvorteilhaft.

Der Verfasser hat, ausgehend von der überwiegenden Bedeutung der Dreiecks-Form beinahe aller geschlossenen Antennen mit einem Tragpunkt, die Absicht, den Selbstinduktionskoeffizienten des Dreiecks zu bestimmen: die vorhergehende Kenntnis der Abhängigkeit dieses physikalischen Parameters von den geometrischen Abmessungen des Dreiecks ist zum rationellen Projektieren von geschlossenen abgestimmten Antennen absolut notwendig; bis jetzt sind aber in der Literatur Formeln zur Berechnung der Selbstinduktion nur für drei einfache Figuren — Kreis, Quadrat und Rechteck — bekannt.

II.

Die Ableitung wird nur für den Fall eines rechtwinkligen Dreiecks durchgeführt, da schon hierbei sich die mathematischen Berechnungen sehr verwickelt gestalten.

Die Normalprojektion der magnetischen Feldstärke, die durch den eine Stromleitung von der Form eines rechtwinkligen Dreiecks durchfließenden elektrischen Strom erzeugt wird (siehe Fig. 1).

$$H_N = H \cos(H, N)$$

kann in drei Teile H_1, H_2 und H_3 zerlegt werden, die von den Strömen erzeugt werden, die entsprechend die Katheten a und b und die Hypotenuse c durchfließen.

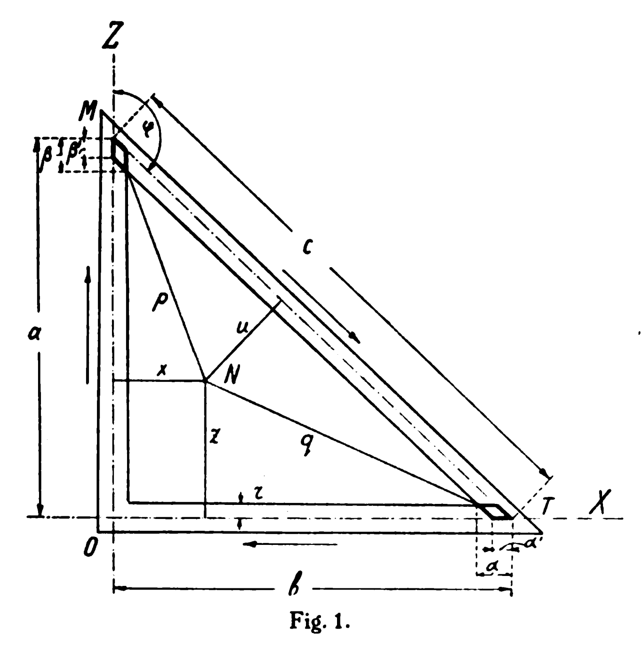


Fig. 1.

Bei den in Fig. 1 gezeigten Stromrichtungen summieren sich die Normalprojektionen aller drei Vektoren arithmetisch.

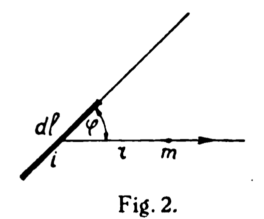


Fig. 2.

Weiter nach dem Gesetze von Biot-Savart (die Bezeichnungen ergeben sich aus der Fig. 2)

$$df = \frac{mi\,dl}{r^2} \sin\varphi \tag{1}$$

erhalten wir nach einigen einfachen Umgestaltungen:

$$\left.\begin{aligned} H_1 &= \frac{i}{x}\left[\frac{z}{\sqrt{x^2+z^2}} + \frac{a-z}{\sqrt{x^2+(a-z)^2}}\right] \\ H_2 &= \frac{i}{z}\left[\frac{x}{\sqrt{x^2+z^2}} + \frac{b-x}{\sqrt{z^2+(b-x)^2}}\right] \\ H_3 &= \frac{i}{ab-ax-bz}\left[\frac{a^2+bx-az}{\sqrt{x^2+(a-z)^2}} + \frac{b^2+az-bx}{\sqrt{z^2+(b-x)^2}}\right] \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

Die gesuchte Größe

$$L = \frac{\Phi}{i} = \frac{1}{i}\int_s H_N\, ds \tag{3}$$

stellt sich dar nach Einsetzung von

$$H_N = H_1 + H_2 + H_3 \tag{4}$$

und Bestimmung der Integrationsgrenzen (r = Radius des Leiters), als:

$$\begin{aligned} L = &\int_{x=r}^{x=b}\int_{z=o}^{z'=a-\frac{a}{b}x}\left(\frac{z}{x\sqrt{x^2+z^2}} + \frac{a-z}{x\sqrt{x^2+(a-z)^2}}\right)dx\,dz + \int_{z=r}^{z=a}\int_{x=o}^{x=b-\frac{b}{a}x} \\ &\left(\frac{x}{z\sqrt{x^2+z^2}} + \frac{b-x}{z\sqrt{z^2+(b-x)^2}}\right)dx\,dz + \\ &+\int_{x=o}^{x=b-\frac{r}{a}(b+\sqrt{a^2+b^2})}\int_{z=o}^{z=a-\frac{a}{b}x-\frac{r}{b}\sqrt{a^2+b^2}} \frac{a^2+bx-az}{(ab-ax-bz)\sqrt{x^2+(a-z)^2}}\,dx\,dz + \\ &+\int_{z=o}^{z=a-\frac{r}{b}(a+\sqrt{a^2+b^2})}\int_{x=o}^{x=b-\frac{b}{a}z-\left(\frac{r}{a}\sqrt{a^2+b^2}\right)} \frac{b^2+az-bx}{(ab-ax-bz)\sqrt{z^2+(b-x)^2}} \end{aligned} \tag{5}$$

Die bezeichneten Integrationsgrenzen sind nicht verbindlich; sie sind mit für die Praxis genügender Genauigkeit gewählt, um symmetrische Formeln zu erhalten.

Nach Integrierung bekommen wir folgerichtig

$$\begin{aligned} L = &\frac{a^2}{\sqrt{a^2+b^2}}\lg\frac{a\left(\sqrt{a^2+b^2}-a\right)}{b\left(\sqrt{a^2+b^2}+b\right)} + a\lg\frac{4a^2b}{\sqrt{a^2+b^2}+a} - \\ &-2a(1+\lg r) + \frac{b^2}{\sqrt{a^2+b^2}}\lg\frac{b\left(\sqrt{a^2+b^2}-b\right)}{a\left(\sqrt{a^2+b^2}+a\right)} + \\ &+b\lg\frac{4b^2a}{\sqrt{a^2+b^2}+b} - 2b(1+\lg r) + 2a - \sqrt{a^2+b^2} + \\ &+b\lg\frac{a^2\sqrt{a^2+b^2}}{a\left[a^2+b^2+b\sqrt{a^2+b^2}\right]} + \sqrt{a^2+b^2}\lg\frac{a^2+b^2}{a^2+\sqrt{a^2+b^2}} + \\ &+\sqrt{a^2+b^2}\lg\frac{ab}{r\sqrt{a^2+b^2}} + 2b - \sqrt{a^2+b^2} + \\ &+a\lg\frac{b^2\sqrt{a^2+b^2}}{b\left[a^2+b^2+a\sqrt{a^2+b^2}\right]} + \sqrt{a^2+b^2}\lg\frac{a^2+b^2}{b^2+\sqrt{a^2+b^2}} + \\ &+\sqrt{a^2+b^2}\lg\frac{ab}{r\sqrt{a^2+b^2}} \end{aligned} \tag{6}$$

und schließlich nach Summierung erhalten wir die Endformel

$$L = \frac{a^2}{\sqrt{a^2+b^2}} lg \frac{a\left(\sqrt{a^2+b^2}-a\right)}{b\left(\sqrt{a^2+b^2}+b\right)} + a\,lg \frac{4a^2b}{r^2\left(\sqrt{a^2+b^2}+a\right)} +$$
$$+ b\,lg \frac{a\sqrt{a^2+b^2}}{a^2+b^2+b\sqrt{a^2+b^2}} + \sqrt{a^2+b^2}\,lg \frac{\sqrt{a^2+b^2}\,ab}{\left(a^2+\sqrt{a^2+b^2}\right)r} +$$
$$+ \frac{b^2}{\sqrt{a^2+b^2}} lg \frac{b\left(\sqrt{a^2+b^2}-b\right)}{a\left(\sqrt{a^2+b^2}+a\right)} + b\,lg \frac{4b^2a}{r^2\left(\sqrt{a^2+b^2}+b\right)} + \tag{7}$$
$$+ a\,lg \frac{b\sqrt{a^2+b^2}}{a^2+b^2+a\sqrt{a^2+b^2}} + \sqrt{a^2+b^2}\,lg \frac{\sqrt{a^2+b^2}\,ab}{\left(b^2+\sqrt{a^2+b^2}\right)r} -$$
$$-2\sqrt{a^2+b^2}$$

Diese Formel erhält ein für die Praxis mehr angemessenes Ansehen, wenn wir in ihr die dritte Seite des Dreiecks, die Hypotenuse $c = \sqrt{a^2+b^2}$, eine für einen beliebigen konkreten Fall immer bekannte Zahlengröße, einführen. Nach einfachen Umgestaltungen erhalten wir

$$L = a\left[\frac{a}{c} lg \frac{a(c-a)}{b(c+b)} + lg \frac{4a^2b^2}{r^2(c+a)^2}\right] + b\left[\frac{b}{c} lg \frac{b(c-b)}{a(c+a)} + \right.$$
$$\left. + lg \frac{4a^2b^2}{r^2(c+b)^2}\right] + c\left[lg \frac{a^2b^2c^2}{r^2(a^2+c)(b^2+c)} - 2\right] \tag{8}$$

(a, b, Länge der Katheten, c Länge der Hypotenuse, r Radius des Leiters.)

Wenn wir weiter die trigonometrische Funktionen eines von den spitzen Winkeln des Dreiecks, zum Beispiel des der Seite a gegenüberliegenden Winkels α, einführen, erhält die Formel folgendes Aussehen:

$$L = a\left[\sin\alpha\, lg\, tg\,\alpha \frac{c-a}{c+b} + lg \frac{4a^2b^2}{r^2(c+a)^2}\right] +$$
$$+ b\left[\cos\alpha\, lg\, ctg\,\alpha \frac{c-b}{c+a} + lg \frac{4a^2b^2}{r^2(c+b)^2}\right] + \tag{9}$$
$$+ c\left[lg \frac{a^2+b^2+c^2}{r^2(a^2+c)(b^2+c)} - 2\right]$$

III.

Die große Kompliziertheit der mathematischen Lösung der Aufgabe bereits für den Fall eines rechtwinkligen Dreiecks veranlaßten den Verfasser, von dem Versuch einer analytischen Abteilung derselben Formel für den Fall eines beliebigen schiefwinkligen Dreiecks oder einer anderen ebenen Figur abzusehen. Statt dessen wurde vom Verfasser die Annahme gemacht, daß der Selbstinduktionskoeffizient eines schiefwinkligen Dreiecks oder einer anderen ebenen Figur praktisch sehr nahe dem Selbsinduktionskoeffizienten eines entsprechenden rechtwinkligen Dreiecks sein muß, der sich nach der eben abgeleiteten Formel berechnet. Dabei wird ein rechtwinkliges Dreieck genommen, das denselben Flächeninhalt und Umfang hat, wie das gegebene schiefwinklige Dreieck. Obgleich diese Annahme mathematisch unbegründet bleibt, kann sie dennoch erlaubt werden, da ihre Richtigkeit durch Messungen (siehe weiter) bestätigt wird. Die Frage nach der Möglichkeit einer solchen Umgestaltung (Ersatzform) wird im folgenden für den allgemeinsten Fall gelöst, weiter wird die Möglichkeitsbedingung der Umwandlung einer beliebigen flachen Figur mit dem Umfang P und dem Flächeninhalt S in ein gleichgroßes rechtwinkliges Dreieck mit demselben Umfang P abgeleitet.

Wenn wir, wie früher, mit a und b die Katheten des gesuchten Dreiecks und mit c seine Hypotenuse bezeichnen, finden wir nach einfacher Umgestaltung, daß die einzige Umwandlungsbedingung sich in der Form darstellt:

$$\frac{p}{\sqrt{s}} > 2\left(\sqrt{2}+1\right)$$
oder
$$\frac{p}{\sqrt{s}} > 4{,}8284 \tag{10}$$

Weiter bestimmen wir die Bedingungen, bei welchen einfache geometrische Figuren in gleichgroße rechtwinklige Dreiecke von gleichem Umfang umgewandelt werden können.

A) Gleichschenkliges Dreieck.

Wenn wir jede der gleichen Seiten mit b, die dritte Seite mit a und den Winkel zwischen den gleichen Seiten mit γ bezeichnen, haben wir

$$P = 2b + a = 2b\left(1 + \sin\frac{\gamma}{2}\right)$$
$$S = \frac{b^2}{2}\sin\gamma \tag{11}$$

Die Umwandlungsbedingung verlangt laut (10)

$$\frac{\sqrt{2}\left(1+\sin\frac{\gamma}{2}\right)}{\sqrt{\sin\gamma}} > 2\left(\sqrt{2}+1\right) \tag{12}$$

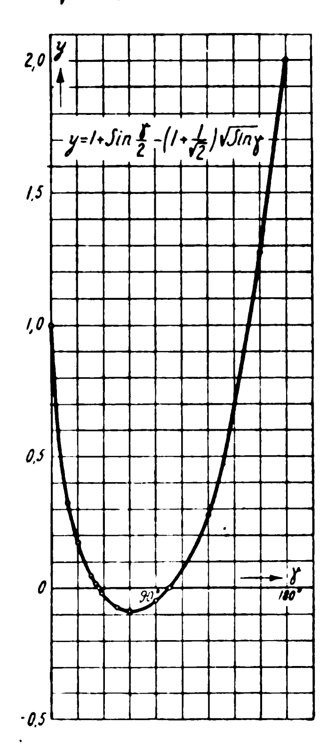


Fig. 3.

Wenn wir diese Ungleichung zeichnerisch lösen (s. Fig. 3), finden wir, daß die Funktion

$$y = 1 + \sin\frac{\gamma}{2} - \left(1 + \frac{1}{\sqrt{2}}\right)\sqrt{\sin\gamma} \tag{13}$$

die Abszissenachse in zwei Punkten $\frac{\pi}{5}$ und $\frac{\pi}{2}$ durchschneidet und positiv oder gleich Null ist für alle Werte des Winkels γ, welche in den Grenzen

$$o < \gamma < \frac{\pi}{5} \quad \text{und} \quad \frac{\pi}{2} < \gamma < \pi \tag{14}$$

liegen.

Praktisch bedeutet dies die Möglichkeit, den Selbstinduktionskoeffizienten aller stumpfwinkligen Dreiecke, und von denjenigen spitzwinkligen, bei denen der Winkel an der Spitze gleich oder kleiner als 36° ist, zu bestimmen.

B) Schiefwinkliges Dreieck.

Mit den üblichen Bezeichnungen erhalten wir aus

$$\left.\begin{aligned} P &= a + b + \sqrt{a^2 + b^2 - 2ab\cos\gamma} \\ S &= \frac{ab}{2}\sin\gamma \end{aligned}\right\} \quad (15)$$

folgende Umwandlungsbedingung

$$a + b + \sqrt{a^2 + b^2 - 2ab\cos\gamma} > 2{,}4142\sqrt{ab}\cdot\sqrt{\sin\gamma} \quad (16)$$

C) Regelmäßiges Vieleck.

Es ist leicht zu beweisen, daß keines von den regelmäßigen Vielecken (darunter auch das gleichseitige Dreieck) der Umwandlungsbedingung in gleichgroße Dreiecke von gleichem Umfang genügt.

Bezeichnen wir nämlich mit R den Radius des einem gegebenen n-Eck umschriebenen Kreises, so erhalten wir aus

$$\left.\begin{aligned} P &= 2nR\sin\frac{\pi}{n} \\ S &= n\cdot\frac{R^2}{2}\sin\frac{2\pi}{n} \end{aligned}\right\} \quad (17)$$

die folgende Umwandlungsbedingung:

$$n\,\mathrm{tg}\,\frac{\pi}{n} > \left(3 + 2\sqrt{2}\right) \quad (18)$$

Wenn wir diese Ungleichung graphisch lösen (s. Fig. 4), so finden wir, daß die Funktion

$$y' = n\,\mathrm{tg}\,\frac{\pi}{n} - \left(3 + 2\sqrt{2}\right) \quad (19)$$

nur dann zu Null wird, wenn n etwas größer als 2,8 ist, und daß diese Funktion positiv wird für $2 < n < 2{,}8$ (die Lösung berücksichtigt nur die Werte n von 2 angefangen). Bei $n = 2$ wird die Funktion gleich $+\infty$, bei $n > 3$ wird sie negativ.

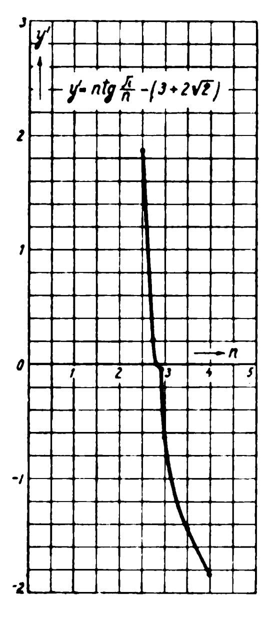


Fig. 4.

Also genügt keines von den regelmäßigen Vielecken der abgeleiteten Umwandlungsbedingung.

D) Rechteck.

Mit den üblichen Bezeichnungen erhalten wir aus

$$\left.\begin{aligned} S &= ab \\ P &= 2(a + b) \end{aligned}\right\} \quad (20)$$

die Umwandlungsbedingung in der folgenden Formel:

$$\sqrt{\frac{a}{b}} + \sqrt{\frac{b}{a}} > 2{,}4142 \quad (21)$$

Hieraus kann für alle Rechtecke mit dem Seitenverhältnis

$$\frac{a}{b} > 3{,}543 \quad \text{oder} \quad \frac{a}{b} < 0{,}282 \quad (22)$$

leicht der Selbstinduktionskoeffizient nach der Formel (8) gefunden werden.

E) Ellipse.

Mit den üblichen Bezeichnungen erhalten wir die Umwandlungsbedingnung

$$\sqrt{\frac{a}{b}} + \sqrt{\frac{b}{a}} > 2{,}724 \quad (23)$$

woraus folgt, daß für alle Ellipsen mit dem Halbachsenverhältnis

$$\frac{a}{b} > 5{,}226 \quad \text{oder} \quad \frac{a}{b} < 0{,}191 \quad (24)$$

der Selbstinduktionskoeffizient nach Formel (8) bestimmt werden kann.

Für die Fälle der Praxis endlich, in denen sich eine ebene Figur, deren Selbstinduktionskoeffizient gesucht wird, nicht in ein gleichgroßes rechtwinkliges Dreieck von gleichem Umfang verwandeln läßt, das heißt, wenn

$$\frac{P}{\sqrt{S}} < 4{,}8284 \quad (25)$$

schlägt der Verfasser die Benutzung der Formel (8) in folgender Variante vor.

Wir suchen ein rechtwinklig-gleichschenkliches Dreieck, dessen Umfang gleich dem Umfang der gegebenen ebenen Figur sein soll. Es ist klar, daß sich ein derartiges Dreieck immer finden läßt, wobei seine Seiten leicht bestimmt werden können zu

$$b = a = \frac{P}{\sqrt{2} + 2} \quad \text{und} \quad c = \frac{P}{1 + \sqrt{2}} \quad (26)$$

Die Formel (8) erhält für den Fall $a = b$ folgende einfache Gestalt:

$$L = a\sqrt{2}\left[\,lg\,\frac{0{,}343\,a^4}{r^2\,(a^2 + 2{,}8284\,a + 2)} + \sqrt{2}\,lg\,0{,}687\,\frac{a^2}{r^2} - 2\right] \quad (27)$$

(r Radius des Leiters.)

Da in der Praxis a stets groß ist gegenüber r (Größenordnung von a bei Rahmen 10^2 cm, bei geschlossenen Antennen 10^3 bis 10^4 cm), so kann aus der genauen Formel mit sehr großer Annäherung (Fehler nicht > 0,1%) leicht eine für die Praxis bequemere Formel gefunden werden:

$$L = 1{,}414\,a\left[\,lg\,0{,}2\cdot\left(\frac{a}{r}\right)^{4{,}828} - 2\right] \quad (28)$$

Anmerkung: Der bei dem Ersatz der Formel (27) durch (28) eintretende Fehler kann leicht bestimmt werden. Es sei beispielsweise eine unregelmäßige ebene Figur mit $P = 8100$ cm und $S = 3\,720\,000$ cm² gegeben; in diesem Falle ist

$$\frac{P}{\sqrt{S}} \cong 4{,}2 < 4{,}8284 \quad (29)$$



Für die Seite eines gleichschenkligen rechtwinkligen Dreiecks mit $P = 8100$ cm gemäß Formel (26) finden wir den Wert $a = 2370$ cm.

Die Berechnung von L nach Formel (27) gibt $L = 150\,157$ cm, dieselbe Berechnung nach annähernder Formel (28) gibt $L = 150\,191$ cm.

Der auf solche Art bei

$$\frac{P}{\sqrt{S}} < 4{,}8284$$

bestimmte Selbstinduktionskoeffizient L unterscheidet sich natürlich von dem tatsächlichen; für Fälle, die vom Verfasser experimentell untersucht wurden, waren die gemessenen Größen um 5 bis 15% kleiner als die nach der Formel (28) berechneten.

Im weiteren gedenkt der Verfasser einen praktischen Berichtigungskoeffizienten anzugeben für solche Werte von L, die für den Fall $\frac{P}{\sqrt{S}} < 4{,}8284$ nach der Näherungsformel (28) berechnet werden. Dieser Koeffizient wird für ein rechtwinkliges Dreieck und für eine beliebige ebene Figur eine Funktion der Beziehung $\frac{P}{\sqrt{S}}$ sein. Der Verfasser hat vorläufig noch nicht die experimentelle Prüfung der Zulässigkeit seiner Annahme beendet, deshalb wird die weitere Behandlung dieser Frage im Teile der Bestimmung des Selbstinduktionskoeffizienten einer beliebigen ebenen Figur besonders erfolgen.

Experimentelle Prüfung.

IV.

Die Folgerungen des Verfassers wurden in verschiedenen Fällen in der Praxis durch Aufbauen mannigfaltiger Figuren und darauf folgende sorgfältige Messung von L bei gleichzeitiger Berechnung von L nach den gefundenen Formeln, sowie durch Anwendung der gefundenen Formeln auf die früher (1924) hinsichtlich ihrer linearen Größen und Selbstinduktionskoeffizienten ausgemessenen geschlossenen Antennen der gerichteten Mehrfachempfangsstation des Moskauer Radioknotenpunktes (Betriebszentrale) in Lübertzy (nach System des Verfassers) geprüft.

Die Messungen von L (mit der Selbstinduktionsmeßbrücke von Siemens & Halske) wurden im Laboratorium mit einer Genauigkeit von 0,2% und im Freien, wo die Genauigkeit durch Nebenumstände herabgesetzt wurde, von 0,5% durchgeführt. Die Längenmessungen wurden leider nur mit einer Genauigkeit von 0,5% durchgeführt, da alte Bronzeantennenlitzen mit vielen Knoten und Bindestellen benutzt wurden.

Die Formeln geben den Selbstinduktionskoeffizienten in Zentimetern unter der Bedingung, daß alle linearen Größen in Zentimetern und überall natürliche Logarithmen eingesetzt werden.

A) Prüfung der Grundformel für den Selbstinduktionskoeffizienten eines rechtwinkligen Dreiecks.

1. Es wurde ein rechtwinkliges Dreieck aus Bronzelitze mit $2r = d = 0{,}3$ mit den Seiten $a = 390$, $b = 1770$ und $c = 1810$ aufgebaut; die Messungen wurden von 3 Personen ausgeführt und gaben

$$L \text{ gemessen} = 59100 \pm 0{,}2\,\% \tag{30}$$

Die Berechnung nach der Formel (8) gibt

$$L \text{ berechnet} = 59823{,}0 \tag{31}$$

somit $\Delta = +1{,}22\,\%$

Wenn man den Selbstinduktionskoeffizienten eines rechtwinkligen Dreiecks nach der Formel für ein Quadrat von gleichem Umfang

$$L_Q = 8a_Q\left[lg\frac{a_Q}{r} - 0{,}774\right] \tag{32}$$

berechnet, wie es der Verfasser in den ersten Jahren seiner Praxis, bevor die Formel (8) gefunden wurde, machte, so erhält man für den betrachteten Fall ($a_Q = 992{,}5$)

$$L_Q = 63678 \tag{33}$$

somit $\Delta = +7{,}75\,\%$

2. Auf dem Hofe des Staatlichen Elektrotechnischen Experimentalinstituts wurde ein rechtwinkliges Dreieck mit den Seiten $a = 1000$, $b = 1650$ und $c = 1960$ aufgerichtet, d des Drahtes $= 0{,}2$. Die Messung wurde mit weniger Genauigkeit von einer Person durchgeführt und ergab:

$$L \text{ gemessen} = 69500 \pm 1\,\% \tag{34}$$

Die Berechnung laut Formel gibt

$$L \text{ berechnet} = 72350 \tag{35}$$

somit $\Delta = +4{,}1\,\%$

Von den Praktikanten in der Radioabteilung des Staatlichen Elektrotechnischen Experimentalinstituts wurden zu verschiedener Zeit noch sieben rechtwinklige Dreiecke gebaut: die nach derselben Methode gemessenen Selbstinduktionskoeffizienten unterschieden sich von den laut Formel (8) berechneten um einige Prozente nach beiden Seiten; der Mittelfehler der Beobachtungen (wenn wir als den richtigen Wert den nach der Formel berechneten annehmen) war $+ 2{,}18\%$. Solch ein Fehler liegt in den Grenzen der Meßgenauigkeit, besonders wenn man die ungenügende Erfahrung der Beobachter, das Ausführen der Messungen im Freien und die Notwendigkeit, die Ablesungen in vielen Fällen bei ungünstigem Verhältnis der Brückenzweige (die zur Hand gewesene kleinste Normal-Selbstinduktion war 10^5 cm) auszuführen, in Betracht zieht.

B) Prüfung der Zulässigkeit der Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten einer beliebigen ebenen Figur von dem Umfang P und dem Flächeninhalt S nach Formel (8), in welcher a, b, c die Seiten eines rechtwinkligen Dreiecks von gleichem Umfang und Inhalt bezeichnen.

(für die Figur gilt $\frac{P}{\sqrt{S}} > 4{,}8284$)

1. Es wurde ein gleichschenkliges schiefwinkliges Dreieck aufgebaut, welches an Inhalt und Umfang dem in Abschnitt A, Beispiel 2, beschriebenem gleich war. Die Seiten eines solchen Dreiecks waren:

$$a' = b' = 1160 \text{ und } c' = 2280 \text{ (bei d = 0,2)} \tag{36}$$

Der gemessene Selbstinduktionskoeffizient war $L\triangle = 70500$ (37)

Der Fehler Δ im Verhältnis zum berechneten Wert von L (siehe oben)

$$L_{\text{ber.}} = 72350$$

ist $\Delta = +2{,}66\,\%$ (38)

Folglich unterscheiden sich die gemessenen Selbstinduktionskoeffizienten zweier solcher Dreiecke nur um

$$\frac{L_\triangle - L_{\llcorner}}{{}^1\!/_2(L_\triangle + L_{\llcorner})} = 1{,}42\,\% \tag{39}$$

2. Eben solche Messungen an Dreiecken: ein rechtwinkliges und ein schiefwinkliges mit gleichen S und P für

einen anderen Fall (der Perimeter war beinahe zweimal kleiner als der im vorigen Beispiel betrachtete) gaben

$$\frac{L\Delta - L_{\square}}{{}^1/_2(L\Delta + L_{\square})} - 3{,}98\,\% \tag{40}$$

Auch dieser Fehler kann nahe an den Grenzen der Meßgenauigkeit liegen, da in diesem Falle, außer allen obengenannten ungünstigen Umständen, der Selbstinduktionskoeffizient von 30 000 cm mit einer Normalselbstinduktion von 100 000 cm gemessen wurde.

3. Es wurde ein Rechteck aus Draht mit $d = 0{,}2$ mit den Seiten $a' = 100$ und $b' = 800$ gebaut.

Der gemessene Selbstinduktionskoeffizient war

$$L_{gem} = 25700 \tag{41}$$

Ein rechtwinkliges Dreieck von gleichem Umfang und Inhalt existiert, da

$$\frac{P}{\sqrt{S}} = 6{,}37 > 4{,}8284$$

und die Seiten eines solchen Dreiecks sind

$$\left.\begin{aligned} b &= \frac{1}{4}\left[\left(P + \frac{4S}{P}\right) \pm \sqrt{\left(P + \frac{4S}{P}\right)^2 - 32\,S}\right], \\ a &= \frac{8\,S}{\left(P + \frac{4S}{P}\right) + \sqrt{\left(P + \frac{4S}{P}\right)^2 - 32\,S}} \end{aligned}\right\} \tag{42}$$

Bei Anwendung auf dieses konkrete Beispiel haben wir

$$P = 1800;\ S = 80.000.$$

und

$$a_1 = b_2 = 786{,}5 \tag{43}$$
$$a_2 = b_1 = 202{,}5.$$

Hieraus erhalten wir

$$c = 814{,}5$$

Die Berechnung laut Formel (8) gibt

$$L\Delta_{ber} = 26400 \tag{44}$$

Folglich ist der Fehler (vgl. mit L gem.)

$$\Delta\Delta = +2{,}72\,\% \tag{45}$$

Die Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten eines Rechtecks nach der Formel

$$L_{\square} = 9{,}21\left[a'\log_{10}\frac{4\,a'\,b'}{d\left(a' + \sqrt{a'^2 + b'^2}\right)} + \right. \tag{46}$$
$$\left. + b'\log_{10}\frac{4\,a'\,b'}{d\left(b' + \sqrt{a'^2 + b'^2}\right)}\right) + 0{,}868\left[\sqrt{a'^2 + b'^2} - a - b\right]$$

gibt

$$L_{\square}\ \text{ber.} = 24\,350 \tag{47}$$

oder einen Fehler

$$\Delta\square = -5{,}25\,\% \tag{48}$$

4. Abweichungen desselben Zeichens und derselben Größe entstanden bei der Messung und Berechnung des Koeffizienten der Selbstinduktion eines anderen Rechtecks mit den Seiten $a' = 3000$, $b' = 500$ aus Draht $d = 2\,r = 0{,}2$. Die Umwandlungsbedingung

$$\frac{P}{\sqrt{S}} = \frac{70}{\sqrt{150}} = 5{,}71 > 4{,}8284 \tag{49}$$

ist erfüllt, deshalb ist die Formel (8) anwendbar.
Der laut Formel (8) berechnete Selbstinduktionskoeffizient ist

$$L_{\Delta}\ \text{berechnet} = 123\,080 \tag{50}$$

Der gemessene

$$L\ \text{gemessen} = 121\,500 \tag{51}$$

Der Fehler

$$\Delta_{\Delta} = +1{,}3\,\% \tag{52}$$

Derselbe Selbstinduktionskoeffizient, laut Formel für Rechtecke berechnet, ist

$$L_{\square}\ \text{berechnet} = 115\,350 \tag{53}$$

was einen Fehler in bezug auf die durch Messung gefundene Größe von

$$\Delta\square = -5{,}06\,\% \tag{54}$$

gibt.

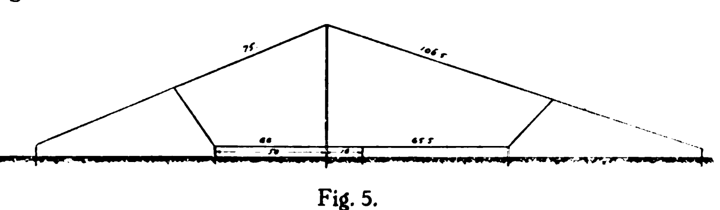


Fig. 5.

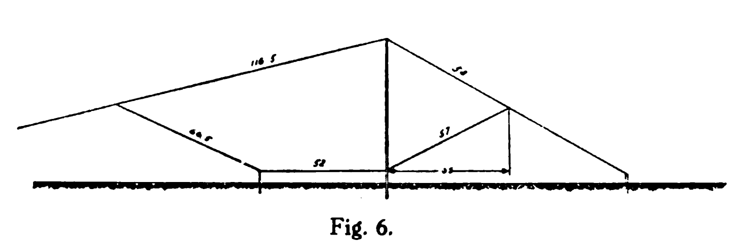


Fig. 6.

5. Die geschlossenen Antennen der gerichteten Mehrfachempfangstation in Lübertzy (Konstruktion 1920) hatten die Form unregelmäßiger Vier- und Fünfecke, die an einen 60 m hohen Mast aufgehängt waren (diese Vielecke kommen am nächsten den Dreiecken mit verschiedenen abgeschrägten unteren Ecken gleich). Für drei von damals sechs aufgehängten Figuren war die Bedingung

$$\frac{P}{\sqrt{S}} > 4{,}8284$$

erfüllt und deshalb war es möglich, rechnerisch das Versuchsmaterial zu prüfen. Die Resultate waren folgende:

Tabelle I.

Benennung der geschlossenen Antenne.	Flächeninhalt der Figur	Umfang der Figur	$\frac{P}{\sqrt{S}}$	L ber.	L gem.	Δ
Carnarvoner	5868 m²	375 m	4,9	777900	573000	+ 3,3 %
Pariser (s. Fig. 5)	5038 „	370 „	5,21	718300	740000	— 2,97 %
Taschkenter (s. Fig. 6).	5005 „	450 „	4,94	661300	695000	— 4,84 %

Anmerkung: Wenn wir anstatt ein rechtwinkliges Dreieck von gleichem Umfang und Inhalt zu bestimmen, die Seiten a'' eines rechtwinklig-gleichseitigen Dreiecks von nur gleichem Umfang bestimmen und den Selbstinduktionskoeffizienten Lp in letzten Falle mittels der Formel

$$L = 1{,}414\,a''\left[lg\,0{,}2\left(\frac{a''}{r}\right)^{4{,}828} - 2\right] \tag{28}$$

berechnen würden, so hätten wir

Tabelle II.

Benennung der geschlossenen Antenne	Selbstinduktions-Koeffizient Lp	Fehler in Bezug auf d. gemessenen L
Carnarvoner	870000	+ 15,4 %
Pariser	841000	+ 13,65%
Taschkenter	753000	+ 8,35%

7. Von sieben geschlossenen Antennen, die an einem 67 m hohen Maste der Mehrfachempfangstation in Lübertzy nach dem System des Verfassers (Konstruktion 1923) gebaut wurden, befriedigen zwei die Umwandlungsbedingung: die Amerikanische und die Westantenne. Die erste (Fig. 7) von

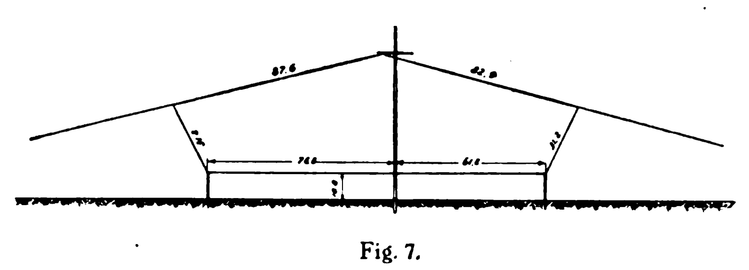


Fig. 7.

beiden ist die größte geschlossene Antenne der Welt (wenn man über die andere Antenne nach Literaturmitteilungen urteilt) und besteht aus 6 Windungen (unregelmäßiges Fünfeck) Bronzelitze (d = 4 mm) mit einer Gesamtfläche von 37 400 m², bei einer Gesamtlänge von 2310 m. Über die von einer solchen Antenne bei entsprechender Abstimmung aufgefangene Energie kann man nach dem Umstand urteilen, daß ungeachtet der drei Zwischenkreise im Empfänger zum Hörempfang im Laufe einer bestimmten Zahl von Stunden täglich während des ganzen Jahres von nordamerikanischen Großstationen, einigen südamerikanischen, Peking und anderen 1 Detektor-, 1 Heterodyn- und 3 Verstärker- (nach einfacher Schaltung) Röhren genügen; was die mechanische Festigkeit dieser Antenne anbetrifft, so hatte sie während ihrer zweijährigen Benutzung nicht einen einzigen Defekt aufgewiesen und keine Reparatur verlangt.

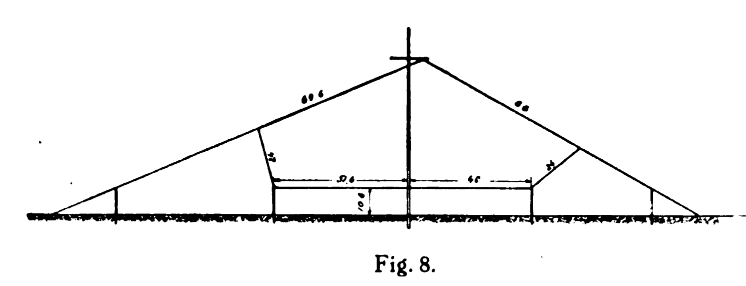


Fig. 8.

Die zweite (Fig. 8) von den genannten Antennen, die West-Antenne, hat kleinere Abmessungen, 4 Windungen mit einer Gesamtfläche von 17 400 m² bei einer Länge von 1320 m; die Windung hat die Form eines unregelmäßigen Fünfecks und ist für den Duplexempfang von Nauen bestimmt. Auf dieser Antenne wurde am Tage ihrer Prüfung, am 18. August 1923, zum ersten Male in U. S. S. R. unter liebenswürdiger Mitwirkung der „Transradio A. G." Schnellempfang von Nauen auf der Welle 9800 m. — 75 Wörter in der Minute — ausgeführt.

Wenn man die obengenannten Berechnungen durchführt, findet man leicht, daß die Katheten a und b der äquivalenten rechtwinkeligen Dreiecke die in Tabelle III gegebenen Größen haben.

Tabelle III.

Benennung d. geschlossenen Antenne	Flächeninhalt der Figur	Umfang der Figur	L ber.	L gem.	1
Amerikanische (s. Fig. 7)	6234 m²	385 m	773000	785000	— 1,53%
West (s. Fig. 8)	4352 „	330 m	659800	666000	— 0,92%

Anmerkung: Falls der Selbstinduktionskoeffizient nach der Formel für Dreiecke gleichen Umfangs berechnet (siehe oben) wird, erhalten wir folgende Zahlen:

Tabelle IV.

Benennung der geschlossenen Antenne	Selbstinduktions-Koeffizient L_p	Abweichung in Bezug auf die gemessene Größe
Amerikanische	840000	+ 6,88%
West	710080	+ 6,63%

Nachtrag.

Nachdem diese Arbeit schon in die Redaktion geschickt war, hat der Autor die Möglichkeit bekommen, mit der Veröffentlichung des Bureau of Standards, U. S. A.: Frederick W. Grower: „Formulas and tables for the calculation of the inductance of coils of polygonal form" — „Scientif. Pap. of the Bur. of Stand." Nr. 468, Vol. 18, bekannt zu werden.

Darin sind Näherungsformeln für Berechnungen des Selbstinduktionskoeffizienten des gleichseitigen Dreiecks, Sechsecks und Achtecks gegeben. Die Formel des gleichseitigen Dreiecks mit der Seite a und dem Radius des Leiters r ist die folgende:

$$L = 0{,}006\,a\left[\lg\frac{a+\sqrt{a^2+r^2}}{r} - \sqrt{1+\frac{r^2}{a^2}} - 0.848612 + \frac{r}{a}\right] \qquad (55)$$

Wenn wie diese Formel auf die ausgemessenen gleichseitigen Dreiecke anzuwenden versuchen unter Anwendung des Prinzips der Äquivalentigkeit (nach Umfang oder nach Flächeninhalt), bekommen wir folgende Resultate:

Tabelle V.

Rechtwinklig. Dreieck, beschrieben in:	L gemessen	L berechnet Umfang gleich		L berechnet Inhalt gleich	
Abschn. A. Beisp. 2	69500 ± 0,2%	78400	+ 12,8%	69738	+ 0,34%
Abschn. A. Beisp. 1	59100 ± 1 %	64000	+ 8,3%	40600	— 31,3%

Die Tabelle V zeigt, daß, wenn wir die von Grower für gleichseitige Dreiecke berechnete Formel nach dem Prinzip der Äquivalentigkeit (entweder nach dem Umfange oder nach dem Flächeninhalt) auf gleichseitige Dreiecke anwenden, die Werte von $L_{ber.}$ so große Unterschiede von den direkt gemessenen Werten aufweisen, daß eine Anwendung der Growerschen Formel in diesen Fällen nicht möglich ist.

Die Growersche Formel ersetzt somit nicht unsere Formel, sondern kann als eine Ergänzung unserer Formel betrachtet werden.

Zum Schluß erlaube ich mir die angenehme Pflicht zu erfüllen, Herrn Prof. A. A. Petrowsky und Prof. M. W. Schuleikin (Ehrenmitglieder der RORI.) für ihren liebenswürdigen Rat bei meiner Arbeit meinen Dank auszusprechen.



Zusammenfassung.

Aus dem Bio-Savart'schen Grundgesetz wird die Formel zur Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten eines rechtwinkligen Dreiecks abgeleitet. Der Verfasser wendet diese Formel zur Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten aller ebenen Figuren an, die er in rechtwinklige Dreiecke von gleicher Fläche und gleichem Umfang umwandelt; weiter werden die Bedingungen für die Zulässigkeit einer solchen Umwandlung festgestellt.

Außerdem wird ein angenähertes Verfahren zur Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten von Figuren, die den Bedingungen der Umwandlung nicht genügen, angeführt.

Die experimentelle Prüfung der abgeleiteten Formeln für Dreiecke und andere Figuren haben Abweichungen von den berechneten Größen von einigen Prozent gezeigt, die meistenteils in den Grenzen der Meßgenauigkeit liegen.

Moskau, Staatl. Experim. Elektrot. Institut.

(Eingegangen am 6. Dezember 1925.)

Versuche über die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen.

Von **M. Bäumler** und **J. Zenneck.**

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt Berlin und dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule München.)

Im August 1924 sind durch den einen von uns (B.) gemeinsam mit anderen Herren des Telegraphentechnischen Reichsamts auf Anregung des anderen (Z.) mit gütiger Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft Versuche über die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen gemacht worden, über die in folgendem berichtet werden soll.

Die Absicht war hauptsächlich, den Übergang der Wellen von See zu Land zu studieren.

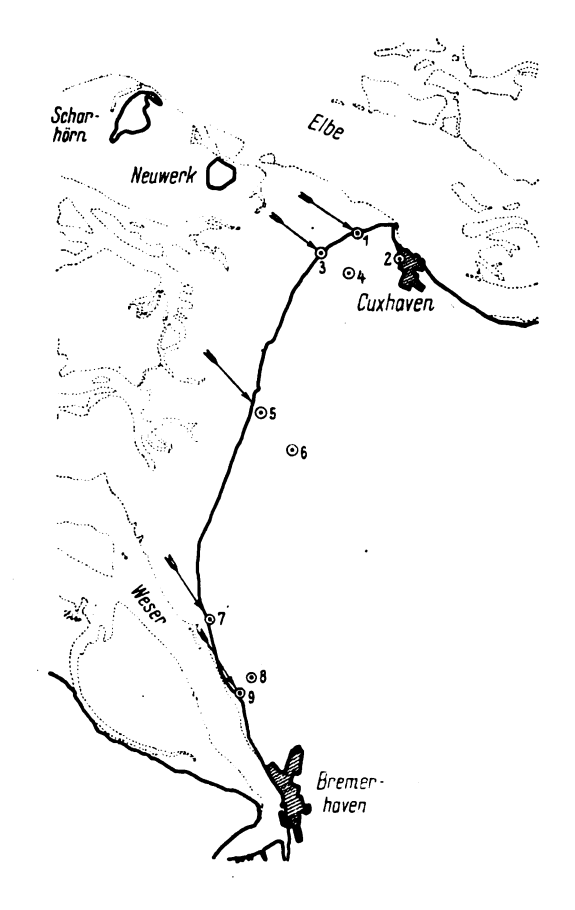
I.

Als Gelände wurde das Dreieck Helgoland—Cuxhaven—Bremerhaven gewählt, und zwar so, daß sich der Sender auf Helgoland befand, während die Empfänger an verschiedenen Stellen an und in der Nähe der Küste zwischen Cuxhaven und Bremerhaven aufgestellt wurden.

Die Gegend schien besonders günstig aus folgenden Gründen. Auf Helgoland konnte ohne große Schwierigkeiten beim Postamt ein Röhrensender für verschiedene Wellenlängen aufgestellt werden. Die Entfernung zwischen Sender und Küste war einerseits so groß, daß die ausgesandten Wellen sich über einer großen Wasserfläche ausbilden konnten, ehe sie auf das inhomogene Gelände vor und an der Küste gelangten; sie war andererseits klein genug, um eine verhältnismäßig bequeme Intensitätsmessung zu gestatten. Dann trafen die Wellen — unter der Annahme geradliniger Ausbreitung — die Küste unter allen möglichen Winkeln, nahezu senkrecht bei Empfangsstation 1 (Fig. 1), nahezu streifend bei Station 9. Ferner gab der verhältnismäßig große Unterschied im Wasserstand der Nordsee bei Niedrig- und Hochwasser die Möglichkeit, dasselbe Gelände unter zwei verschiedenen Bedingungen zu verwenden. Bei Hochwasser liegen die vorgelagerten Sände und Watten ein bis zwei Meter unter, bei Niedrigwasser ebensoviel über dem Meeresspiegel. Endlich lagen in dem Weg zwischen dem Sender und zwei der Empfangsstellen (3 und 4) zwei Inseln (Neuwerk und Scharhörn), die einen Einfluß ausüben konnten.

Die Stellen, bei denen, und zwar je bei Niedrig- und Hochwasser, empfangen wurde, sind in Fig. 1 mit Nummern eingetragen. Es bedeutet:

1. Duhnen (Kinderheim),
2. Cuxhaven (Kaserne),
3. Stand Heide,
4. Sahlenburg,
5. Hof Becker (Deich),
6. Gasthof Spieka,
7. Wremer Tief,
8. Dingen,
9. Weddewarden.



Die Orte sind so gewählt, daß je zwei 1—2, 3—4, 5—6, 7—8 vom Sender aus gesehen in derselben Richtung liegen, und zwar immer einer an der Küste (1, 3, 5, 7), der andere landeinwärts.



Tabelle.

Tag	Ort	Entfernung km	K = Küste L = landeinwärts	Empfangsgerät	Geograph. Winkel	Ebbe: Gepeilter Winkel	Ebbe: Ablenkung	Ebbe: Feldstärke	Ebbe: + %	Flut: Gepeilter Winkel	Flut: Ablenkung	Flut: Feldstärke	Flut: + %	Wetter
	Welle = 1500 m.													
18. 8.	(1) Duhnen, Kinderheim	3,6	K	I	303	298	— 5	217		299	— 4	217		Böig, SW 6, häufige Regenschauer
	(2) Cuxhaven, Kaserne		L	II	303	300	— 3	240	10,6	300	— 3	220	1,4	
19. 8.	(1) Duhnen, Kinderheim	3,3	K	I	303	296	— 7	248	18	296	— 7	229	81,8	Anfangs heiter, später Regen u. Gewitterböen
	(3) Stand Heide		L	II	306,5	297	— 9,5	210		297	— 9,5	126		
20. 8.	(3) Stand Heide	2,5	K	II	306,5	297	— 9,5	143		297	— 9,5	240		Wechselnd bewölkt, aufeinanderfolgende Gewitterböen SW 4
	(4) Sahlenburg		L	I	306,5	317	+ 10,5	229	60	174 bis 319	— 132 + 12,5	99 bis 310	29,3	
7. 8.	(5) Hof Becker, Deich	3,0	K	I	317	313	— 5	211	18,3	312	— 5	186		Bedeckt, auf See sehr trüb, später auf See Regen
	(6) Gasthof Spieka		L	II	317	310	— 7	180		311	— 6	250	34,4	
8. 8.	(5) Hof Becker, Deich	3,0	K	I	317	314	— 3	248	37,7	314	— 3	180		Bewölkt, etwas Sonne auf See NW 4, dann aufklärend
	(6) Gasthof Spieka		L	II	317	312	— 5	180		311	— 6	275	52,7	
11. 8.	(7) Wremertief	5,2	K	I	327	325	— 2	186		324	— 3	198		Heiter, klar, frischer SO.
	(8) Dingen		L	II	327	326	— 1	200	7,5	326	— 1	240	21,2	
12. 8.	(9) Weddewarden	1,7	K	I	327,5	324	— 3,5	186		324	— 3,5	205	2,5	Bis 3 Uhr wie vor, dann bedeckt sich der Himmel, abends Gewitter
	(8) Dingen		L	II	327	333	(+ 6)	200	7,5	333	(+ 6)	200		
	Welle = 500 m.													
18. 8.	(1) Duhnen, Kinderheim	3,6	K	I	303	298	— 5	175		299	— 4	175		Böig, SW 6, häufige Regenschauer
	(2) Cuxhaven, Kaserne		L	II	303	300	— 3	(1030)	(490)	300	— 3	(1020)	(482)	
19. 8.	(1) Duhnen, Kinderheim	3,3	K	I	303	297	— 6	200		297	— 6	200		Anfangs heiter, später Regen u. Gewitterböen
	(3) Stand Heide		L	II	306,5	297	— 9,5	(1176)	(490)	297	— 9,5	(1240)	(520)	
20. 8.	(3) Stand Heide	2,5	K	II	306,5	297	— 9,5	(1490)	(475)	302	— 4,5	(1010)	(320)	Wechselnd bewölkt, aufeinanderfolgende Gewitterböen SW 4
	(4) Sahlenburg		L	I	306,5	266	— 40,5	260		268	— 38,5	240		
7. 8.	(5) Hof Becker, Deich	3,0	K	I	317	312	— 5	1100	37,6	312	— 5	540		Bedeckt, auf See sehr trüb, später auf See Regen
	(6) Gasthof Spieka		L	II	317	310	— 7	800		313	— 4	615	14	
8 8.	(5) Hof Becker, Deich	3,0	K	I	317	314	— 3	650	4,8	314	— 3	600	17,6	Bewölkt, etwas Sonne auf See NW 4, dann aufklärend
	(6) Gasthof Spieka		L	II	317	310	— 7	620		311	— 6	510		
11. 8.	(7) Wremertief	5,2	K	I	327	325	— 2	310		325	— 2	340		Heiter, klar, frischer SO.
	(8) Dingen		L	II	327	323	— 4	975	214	324	— 3	1050	209	
12. 8.	(9) Weddewarden	1,7	K	I	327,5	324	— 3,5	740		324	— 4,5	860	56,5	Bis 3 Uhr wie vor, dann bedeckt sich der Himmel, abends Gewitter
	(8) Dingen		L	II	327	334	(+ 7)	830	12	333	(+ 6)	550		

II.

Eine Übersicht über die Messungen gibt die Tabelle, in der die Küstenstationen mit K, landeinwärts gelegene mit L bezeichnet sind.

Für die Messungen wurden zwei gleiche Empfangsanordnungen verwendet, die mit einigen Abänderungen auf der von Hollingworth[1]) angegebenen Schaltung beruhten. Die hauptsächlichsten Änderungen bestanden darin, daß die Anordnung zum Messen der geringen Rahmenspannungen durch Hinzufügen eines Stromwandlers nach Anders[2]) erweitert und daß als Anzeigeinstrument ein Einfadenelektrometer benutzt wurde.

Die Funkpeilungen sind bei je zwei um 180° verschiedenen Rahmenstellungen ausgeführt worden, wobei für jede Meßreihe 6—10 Messungen gemacht wurden; die Genauigkeit ist etwa 3°. Für die in der Tabelle angegebenen Mittelwerte jeder Meßreihe und die geographische Peilung ist der Winkel 0/360° die geographische Nordrichtung, die Winkelgrade zählen im Uhrzeigersinn. Als Differenz ist angegeben: geographische Peilung — Funkpeilung. Zweifellos fehlerhaft und deshalb eingeklammert ist die Funkpeilung bei Station 8 am 12. August; wahrscheinlich hatte sich die Magnetnadel festgeklemmt.

Auch für die Feldstärke sind in der Tabelle die Mittelwerte aus den einzelnen Messungen einer Reihe eingetragen, und zwar in μVolt/m. Sie sind auf die Sendestromstärke 4 A. bei λ = 1500 und 5 A. bei λ = 500 m reduziert, um untereinander vergleichbar zu sein. Augenscheinlich ist die Anordnung des Empfängers II für λ = 500 m vom 18. August

[1]) Hollingworth, J., Journ. Inst. El. Eng. 61, 501, 1923.
[2]) Anders, G., Elektrische Nachrichtentechnik 2, 401, 1925.



an in Unordnung geraten; die entsprechenden Werte sind daher in der Tabelle eingeklammert. Die Genauigkeit der Feldstärkemessungen betrug bei $\lambda = 1500$ m ungefähr 20%, bei $\lambda = 500$ m ungefähr 30%. Außerordentlich störend bei allen Messungen waren die starken Frequenz- und Amplitudenschwankungen des Senders, die durch die starken Schwankungen des Helgoländer Netzes hervorgerufen wurden. Besonders schlimm machten sich diese Schwankungen bei der Wellenlänge 500 m bemerkbar. Die Feldstärkemessungen bei dieser Wellenlänge sind deshalb im folgenden kaum berücksichtigt.

III.

Wenn man die Zahlen der Tabelle miteinander vergleicht, die Werte, die bei Gewitterböen aufgenommen wurden, ausschließt und die angegebene verhältnismäßig geringe Meßgenauigkeit berücksichtigt, so muß man zu dem Schlusse kommen, daß die Messungen weder einen Einfluß des hohen Wasserstandes auf die Intensität oder die Richtung der Wellen, noch eine Intensitätsänderung beim Übergang von Wasser zu Land mit Sicherheit erkennen lassen. Groß können die Einflüsse bzw. Änderungen keinesfalls sein. Es scheint danach für die Ausbreitung der Wellen keinen merkbaren Unterschied zu machen, ob sie sich über Sände und Watten oder das flache und sandige Festland fortpflanzen und ob die Sände und Watten 1—2 m über oder ebensoviel unter dem Wasserspiegel liegen.

Bemerkenswert ist aber der Einfluß des Wetters (Gewitterboen), der sich bei den Hochwassermessungen auf Station 4 (Sahlenburg) am 20. August ausspricht. Die großen Änderungen der Richtung und der Feldstärke, die hier während der Gewitterboen beobachtet wurden, sind im höchsten Maße auffallend bei einer so kleinen Entfernung zwischen Sender und Empfänger, wie sie hier vorlag (50 km). Die Messungen bestätigen, daß Funkpeilungen bei einem derartigen Wetter ausgeschlossen sind.

Was die Peilrichtung angeht, so ergeben alle Funkpeilungen gegenüber der geographischen Richtung zu kleine Winkel. Wohl sind die Messungen zu wenig genau gewesen, als daß man den einzelnen Zahlen großes Gewicht beilegen dürfte; aber daß alle Funkpeilungen in demselben Sinne von der geographischen Richtung abweichen, scheint doch darauf hinzudeuten, daß schon dicht an der Küste beim Übergang von Wasser zu Land eine „Brechung" der Wellen und damit eine Verdrehung der Wellenfront [3]) stattfindet, wie sie sonst bei Beobachtungsstellen weiter landeinwärts festgestellt ist. Unsere Beobachtungen stimmen dem Vorzeichen nach mit den Mißweisungskurven für Funkpeilungen, die von der Marine für die Nordseeküste aufgestellt worden sind, überein: die Peilungen von Nordholz ergeben für die Gegend, in der unsere Messungen stattgefunden haben, gegenüber der geographischen Richtung ebenfalls zu kleine Winkel.

Ob die besonders starke Mißweisung, die bei der Station 3 beobachtet wurde, auf eine Wirkung der Inseln Neuwerk und Scharhörn zurückzuführen ist, ist bei der geringen Meßgenauigkeit unsicher.

(Eingegangen am 28. 2. 1926.)

[3]) Eine solche folgt aus der Tatsache, daß die Phasengeschwindigkeit von elektromagnetischen Wellen über Seewasser eine andere ist als über festem Boden (J. Zenneck, Ann. Phys. **23**, 846, 1906). Messungen darüber liegen vor von T. L. Eckersley, Radio Rev. **1**, 421, 1920. — Vgl. aber R. L. Smith-Rose, Nature **116**, 426, 1925.

Drehkondensator.

Von **W. Kunze** und **S. Loewe.**

Die im folgenden in gekürzter Form wiedergegebene Arbeit über Drehkondensatoren lag bereits fertig vor, als den Verfassern die Arbeit von H. C. Forbes [1]) bekannt wurde. Von uns sind die Patentanmeldungen dieser Neuerung bereits im August/September 1925 erfolgt, eine Entscheidung über die Priorität des Gedankens kann im Augenblick noch nicht gefällt werden.

Bei den sogenannten Nierenplattenkondensatoren stehen Wellenlänge λ und Drehwinkel φ in der Beziehung

$$\lambda = a\varphi \tag{1}$$

worin a eine Konstante ist. Stellt man für die Randkurve der beweglichen Platte eines solchen Kondensators die Gleichung auf, so erhält man als Abhängigkeit zwischen r und φ:

$$r = R\sqrt{\frac{\varphi}{\pi}} \tag{2}$$

worin R den angenommenen größten Radius bedeutet (Fig. 1). Für die Anfangsstellung $\varphi = 0$ folgt $r_0 = 0$, die Anfangskapazität C_0 und die kleinste Wellenlänge des Kreises λ_0 müßten also gleich 0 sein. Dies ist aus verschiedenen Gründen unmöglich. Erstens besitzt jeder Kondensator bei der Winkelstellung 0 eine nicht unerhebliche Anfangskapazität. Hierzu kommen noch die Kapazität der Zuleitungen vom Kondensator zur Spule und den etwa daranhängenden Schaltungselementen sowie die nicht zu vernachlässigende Eigenkapazität der Spulen. Man kann diese Kapazitäten zusammenfassen und gemeinsam als Anfangskapazität C_0 des Systems ansehen.

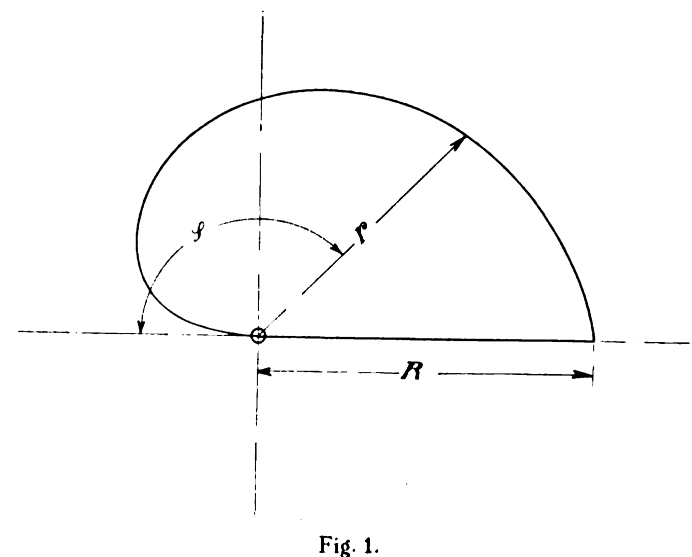


Fig. 1.

Aus konstruktiven Rücksichten ist es weiterhin meist erforderlich, die Statorplatten mit einem halbkreisförmigen Ausschnitt zu versehen, in welchem sich die Achse des

[1]) Proc. Inst. Rad. Eng. **13**, 507, 1925. Referat ds. Jahrbuch **26**, 98, 1926.

beweglichen Systems dreht. Dieser Ausschnitt bedingt einen Kapazitätsverlust, welcher in Formel (2) nicht berücksichtigt ist.

Es ist nun aber möglich, die richtige Form der Randkurve unter Berücksichtigung der oben definierten Anfangskapazität des Schwingungssystems und des erwähnten Kapazitätsverlustes infolge des Statorplatten-Ausschnittes so zu berechnen, daß sich eine vollkommene Linearität der Abhängigkeit der Wellenlänge vom Drehwinkel ergibt.

Als Bezeichnungen seien folgende eingeführt:

- L = Selbstinduktion der im Schwingungskreis verwendeten Spule.
- C_0 = gesamte Anfangskapazität des Schwingungskreises.
- Cw_φ = Kapazität eines Kondensators beim Drehwinkel φ, dessen Rotorplatte durch die zu errechnende Randkurve bestimmt ist, ohne Berücksichtigung des halbkreisförmigen Ausschnittes.
- Cw_π = Kapazität dieses Kondensators für den Drehwinkel $\varphi = \pi$ (Maximalkapazität).
- R = größter Wert des Radiusvektors r für $\varphi = \pi$. Der Wert von R ist entsprechend den gewünschten konstruktiven Abmessungen des Kondensators festzusetzen und kann beliebig gewählt werden.
- ϱ = Radius des halbkreisförmigen Ausschnittes der Statorplatten (Fig. 2).

Die Abhängigkeit der Wellenlänge des Kreises vom Drehwinkel des Kondensators muß wegen der Anfangskapazitäten wie folgt angesetzt werden:

$$\lambda = a\varphi + b \tag{3}$$

Die Konstanten a und b ergeben sich zu

$$a = 2\pi\sqrt{L}\,\frac{\sqrt{C_0+Cw_\pi}-\sqrt{C_0}}{\pi} \tag{4}$$

$$b = 2\pi\sqrt{L}\,\sqrt{C_0} \tag{5}$$

Für jede Welle gilt

$$\lambda = 2\pi\sqrt{L}\,\sqrt{C_0+Cw_\varphi} \tag{6}$$

Durch Zusammenfassen der Gleichungen (2) und (6) erhält man unter Benutzung der Gleichungen (4) und (5) folgenden Ausdruck:

$$\left[\sqrt{C_0+Cw_\pi}-\sqrt{C_0}\right]\varphi + \pi\sqrt{C_0} = \pi\sqrt{C_0+Cw_\varphi} \tag{7}$$

Zur Abkürzung seien folgende Bezeichnungen eingeführt:

$$M = \sqrt{C_0+Cw_\pi}-\sqrt{C_0} \tag{8}$$

$$N = \sqrt{C_0} \tag{9}$$

Man erhält dann durch Auflösen nach Cw_φ die Gleichung

$$Cw_\varphi = \frac{M^2}{\pi^2}\varphi^2 + \frac{2MN}{\pi}\varphi \tag{10}$$

welche die Abhängigkeit der Kapazität des zu berechnenden Drehkondensators vom Drehwinkel φ gibt.

Es gilt stets, daß die Kapazität bei gleichbleibendem Abstand der Platten gegeneinander dargestellt werden kann durch den Ausdruck

$$C\varphi = A\,F\varphi \tag{11}$$

worin F_φ die zum Drehwinkel φ gehörende Gesamtfläche darstellt. A ist hierbei eine Konstante, welche bedingt wird durch die Dielektrizitätskonstante ε des Dielektrikums, durch die Plattenzahl m und den Plattenabstand d.

$$A = \frac{\varepsilon(m-1)}{4\pi d} \tag{12}$$

Die Fläche F_φ kann durch Integrationen dargestellt werden:

$$F_\varphi = \frac{1}{2}\int_0^\varphi r^2\,d\varphi - \frac{\varrho^2}{2}\int_0^\varphi d\varphi \tag{13}$$

Durch Vereinigung der Gleichungen (10), (11) und (13) erhält man

$$Cw_\varphi = \frac{A}{2}\int_0^\varphi r^2\,d\varphi - \frac{A\varrho^2}{2}\int_0^\varphi d\varphi = \frac{M^2}{\pi^2}\varphi^2 + \frac{2MN}{\pi}\varphi. \tag{14}$$

Durch Auflösen nach r ergibt sich die gesuchte Abhängigkeit des Radiusvektors vom Drehwinkel

$$r = \sqrt{\frac{4M^2}{A\pi^2}\varphi + \frac{4MN}{A\pi} + \varrho^2}. \tag{15}$$

In diesen Formeln sind jetzt alle Größen festgelegt, bis auf den Wert A, welcher folgendermaßen bestimmt werden kann:

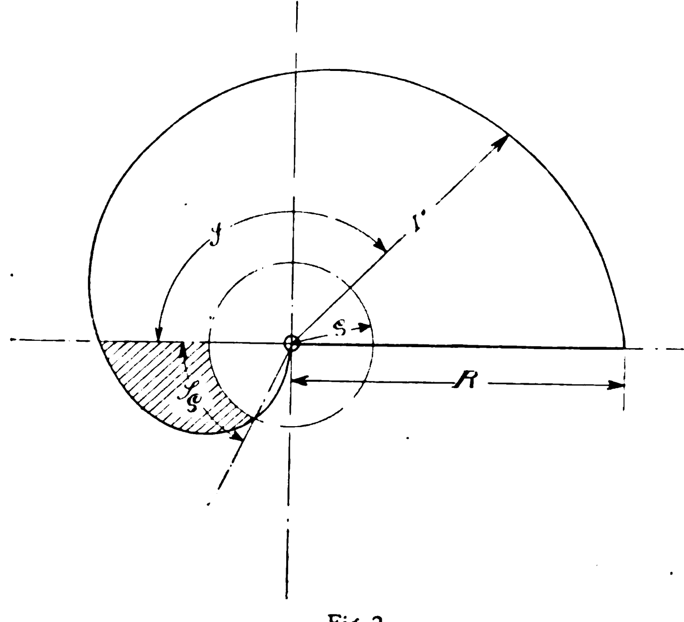


Fig. 2.

Für den Winkel $\varphi = \pi$ ist $r = R$. Setzt man dies in Gleichung (15) ein, so erhält man nach einigem Umformen

$$A = \frac{4M}{\pi}\,\frac{M+N}{R^2-\varrho^2}. \tag{16}$$

Die Vereinigung der Formeln (12) und (16) ergibt die Abhängigkeit der Größen m und d, wenn das Dielektrikum ε des Kondensators festgelegt wird.

Um den durch Gleichung (15) gegebenen Ausdruck für den Radiusvektor der Randkurve des so bestimmten Drehkondensators übersichtlicher zu gestalten, kann man folgende Überlegung anstellen:

Wir nehmen an, daß für den Drehwinkel

$$\varphi = -\varphi_0 \qquad r = 0 \tag{17}$$

sei (Fig. 2).

Setzt man diese Werte in die Gleichung (15) ein, so erhält man

$$\varphi_0 = \frac{\pi N}{M} + \frac{\varrho^2 A\pi^2}{4M^2} \tag{18}$$

(vgl. Figur).

Wenn wir jetzt die Gleichung (15) folgendermaßen schreiben

$$r^2 = \frac{4M^2}{A\pi^2}\left[\varphi + \frac{\pi N}{M} + \varrho^2\frac{A\pi^2}{4M^2}\right] \tag{19}$$

so erhält man nach Einführung der Gleichung (18) den Ausdruck

$$r = \frac{2\,M}{\pi \sqrt{A}} \sqrt{\varphi + \varphi_0} \qquad (20)$$

Vergleicht man (20) mit der Gleichung (2), so ersieht man, daß bis auf die Verschiedenheit der Konstanten der Radius vektor in beiden Fällen proportional mit der Wurzel aus dem Drehwinkel wächst, daß jedoch in dem hier betrachteten Falle der Drehwinkel des Kondensators um einen konstanten Wert zu vergrößern ist. Man kann sich also vorstellen, daß man dem ganzen Plattensystem schon eine gewisse Anfangsdrehung gegeben hat, bevor man mit der Betrachtung der Kondensatorwerte beginnt.

Von Interesse ist das in der Fig. 2 schraffiert gezeichnete Flächenstück, dessen Wert man folgendermaßen ermitteln kann:

Bezeichnet man den Drehwinkel, der dem Wert

$$r = \varrho \qquad (21)$$

entspricht, mit

$$\varphi = -\varphi_\varrho \qquad (22)$$

so erhält man durch Einsetzen in Gleichung (15) den Ausdruck

$$\varphi_\varrho = \frac{\pi N}{M} \qquad (23)$$

Mit Hilfe dieses Ausdrucks ist es uns möglich, den Wert des obenerwähnten schraffierten Flächenelementes zu bestimmen, indem wir die in Gleichung (14) definierten Integrale zwischen den Grenzen 0 und $-\varphi_\varrho$ auswerten. Wir erhalten bei Ausführung der Integration zwischen den gegebenen Grenzen als Endergebnis den Ausdruck

$$Cw_{\varphi_\varrho} = N^2 = C_0 \qquad (24)$$

Man ersieht also, daß der schraffierte Teil die bei dem Ansatz in Rechnung gebrachte Nullkapazität C_0 des Schwingungssystems darstellt, welche man sich, wie erwähnt, als schon in den Stator des Kondensators hereingedrehten Plattensatz vorstellen kann. —

Der charakteristische Unterschied der Rotorplatten eines in obiger Weise bestimmten Kondensators gegenüber den üblichen Drehkondensatoren mit nierenförmigen Platten ist aus Fig. 3 deutlich zu erkennen. (Die Herstellung solcher Kondensatoren ist zum Schutz angemeldet.) Bei der Verwendung solcher Kondensatoren ist noch folgendes zu berücksichtigen. Die in Ansatz gebrachte Anfangskapazität C_0 des schwingungsfähigen Systems setzt sich, wie erwähnt, aus 3 Teilen zusammen, von denen der eine, nämlich die Spulenkapazität, bei Verwendung verschiedener Spulen veränderlich ist. Dies hat zur Folge, daß der Kondensator entsprechend der geänderten Anfangskapazität stets anders geformt sein müßte, um eine genaue lineare Abhängigkeit zwischen Wellenlänge und Drehwinkel zu erzielen. Dieser Schwierigkeit kann man jedoch dadurch entgehen, daß man die in Rechnung gestellte Nullkapazität von vornherein verhältnismäßig groß wählt und dann bei Verwendung verschiedener Spulen die Unterschiede der Spulenkapazität durch kleine feste Zusatzkondensatoren ausgleicht. So wird man z. B. für einen Empfangsapparat mit auswechselbaren Spulen den Kondensator derart dimensionieren, daß für den Wert von C_0 die Spulenkapazität der größten Spule berücksichtigt wird, während man dann durch mit den Spulen auswechselbare feste Zusatzkondensatoren die Differenz der Spulenkapazitäten ausgleicht.

Zum Schluß sei ein Beispiel für die Berechnung eines derartigen Kondensators gegeben:

Die Gesamtkapazität des Kondensators betrage 500 cm, die Anfangskapazität werde mit 40 cm in Rechnung gesetzt. Die durch konstruktive Rücksichten bedingte Größe des Maximal-Radius R sei 5 cm sowie die des Statorplatten-Ausschnittes $\varrho = 1{,}2$ cm. Durch Einsetzen dieser Werte in die Formeln obiger Rechnung erhält man:

$$(8) \quad M = 16{,}90$$
$$(9) \quad N = 6{,}33$$
$$(12) \quad A = 21{,}04$$

und als Endformel

$$(15) \quad r = 2{,}34 \sqrt{\varphi + 1{,}438}\ \text{cm}$$

Weiterhin ergibt sich

$$(18) \quad \varphi_0 = 1{,}438 \mathrel{\hat{=}} 82^0\ 25'$$
$$(23) \quad \varphi_\varrho = 1{,}176 \mathrel{\hat{=}} 76^0\ 24'$$

Diese Kurve ist in Fig. 3 wiedergegeben. Die schraffierte Fläche entspricht der durch Formel (24) berechneten Anfangskapazität des Systems. In Fig. 3 ist weiterhin zum Vergleich die durch Formel (2) gegebene Randkurve des normalen Nierenplatten-Kondensators dargestellt.

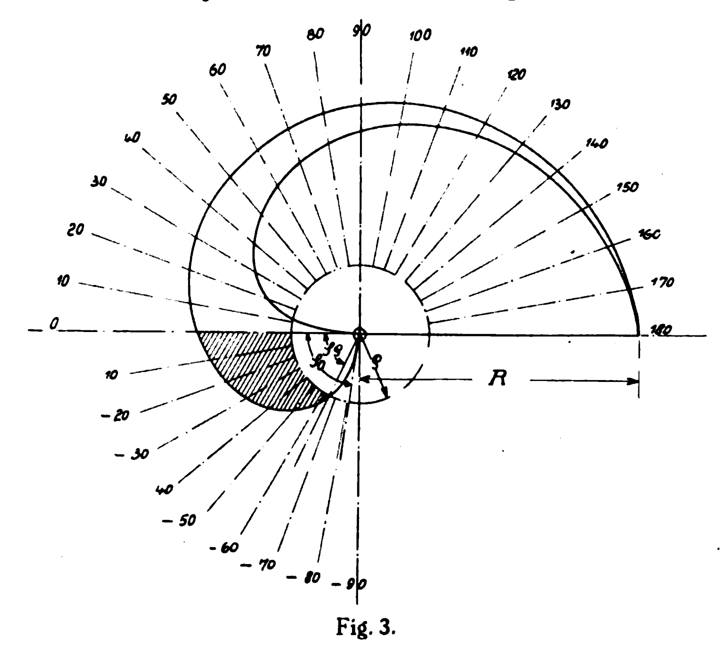


Fig. 3.

Unter Zugrundelegung derselben Betrachtungen lassen sich ohne weiteres Kondensatoren berechnen, die einer anderen bestimmten Abhängigkeit zwischen Wellenlänge und Drehwinkel Genüge leisten sollen. Als Hauptproblem tritt hier die Aufgabe auf, einen Drehkondensator zu schaffen, welcher eine lineare Abhängigkeit zwischen der Frequenz und dem Drehwinkel ergibt.

Unter Benutzung derselben Bezeichnungen gelten hier die folgenden Grundformeln:

$$(25) \quad \nu = g - h\varphi$$

$$(26) \quad \lambda = \frac{c}{g - h\varphi}$$

wobei wieder g und h Konstante sind, die sich aus L und C bestimmen lassen. ν ist die Schwingungszahl je sec., c die Lichtgeschwindigkeit.

Führt man den Entwicklungsgang den obigen Formeln entsprechend für diese Annahmen durch, so gelangt man zu der Endformel für den Radiusvektor:

$$(27) \quad r = \sqrt{(R^2 - \varrho^2)\left(\frac{T - S}{T - S\,\frac{\varphi}{\pi}}\right)^3 D^2 + \varrho^2}$$

In dieser Gleichung bedeuten die Abkürzungen S, T und D

$$S = \frac{1}{\sqrt{C_0}} - \frac{1}{\sqrt{C_{\omega\pi} + C_0}} \tag{28}$$

$$T = \frac{1}{\sqrt{C_0}} \tag{29}$$

$$D = 2\pi\sqrt{L} \tag{30}$$

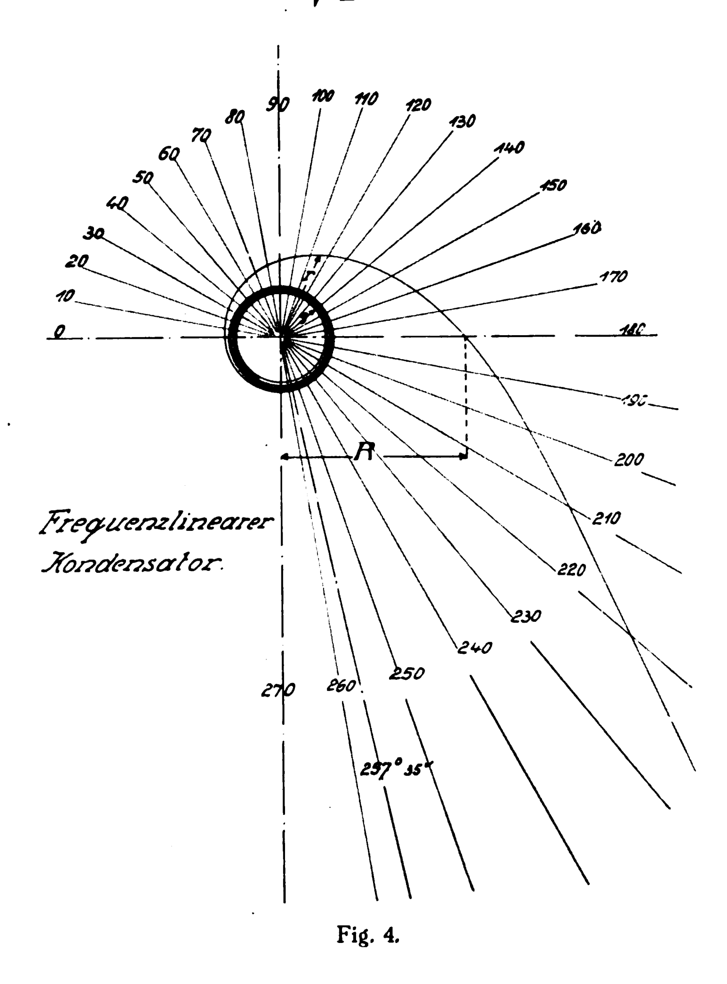


Fig. 4.

Aus Gleichung (27) folgt eine Abhängigkeit des Radiusvektor von der Größe der in diesem Schwingungskreis enthaltenen Selbstinduktion. Die Herstellung eines Kondensators, der mit auswechselbaren Spulen einem Schwingungskreis eine lineare Frequenzabhängigkeit gibt, ist also nicht möglich im Gegensatz zu dem oben beschriebenen Falle der Wellenlängenlinearität.

Aus der Fig. 4 ersieht man, daß der Radiusvektor einem unteren Grenzwert $r = \varrho$ zustrebt, ihn aber erst beim Winkel $-\infty$ erreicht. Genau wie oben ist die durch diese Fläche bestimmte Kapazität gleich der im Ansatz berücksichtigten Anfangskapazität, wie sich durch Integration der Gleichung (14) mit (27) zwischen den Grenzen 0 und $-\infty$ zeigen läßt. Weiterhin ergibt sich, daß der Wert $r = \infty$ einem ganz bestimmten Winkel zugeordnet ist, dessen Größe aus (27) zu

$$\varphi_{max} = \pi \frac{T}{S} \tag{31}$$

errechnet wird, also nur von den Werten C_0 und $C\omega\pi$ abhängig ist.

Zusammenfassung.

Es wird die Gleichung der Randkurve von Kondensatorplatten abgeleitet, welche als Drehkondensatoren in Verbindung mit Spulen dem betreffenden Schwingungskreis eine vollkommen lineare Abhängigkeit zwischen Drehwinkel des Kondensators und Wellenlänge bzw. Frequenz erteilen. Es geschieht dies durch Berücksichtigung der Anfangskapazität des Kondensators (sog. Nullkapazität), der Spulen- und Leitungskapazitäten und des kreisförmigen Ausschnittes der Statorplatten bei Aufstellung der Ausgangsformeln. Es ergibt sich, daß für den Fall des wellenlängenlinearen Kondensators eine vollkommene Unabhängigkeit der Randkurve der Kondensatorplatten von der verwendeten Selbstinduktion im Kreise stattfindet, während dies für den frequenzlinearen Kondensator nicht der Fall ist. Für die Praxis folgt, daß man also Schwingungskreise für größere Wellenbereiche für Wellenlängenlinearität mit auswechselbaren Spulen herstellen kann, daß man jedoch für frequenzlineare Kreise an eine bestimmte Selbstinduktion gebunden ist.

(Eingegangen am 22. 12. 1925.)

Referate.

G. W. Pickard. Die Wirkung der Sonnenfinsternis vom 24. Januar 1925 auf den drahtlosen Empfang. (The effect of the solar eclipse of January 24, 1925 on radio reception.) Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 539—569, 1925.

Gelegentlich der letzten Sonnenfinsternis, deren Totalitätsbereich sich durch die Vereinigten Staaten von Nordamerika hindurch erstreckte, sind eine große Anzahl von Messungen gemacht worden, an denen sich eine ungewöhnlich große Zahl von privaten und offiziellen Stellen beteiligte. Die Aufnahme der Intensität geschah zum Teil nur mit Hörempfang, zum großen Teil aber auch durch automatisch oder halbautomatisch registrierende Instrumente.

Nach den Messungen war die Wirkung der Sonnenfinsternis, ähnlich wie der Nachteffekt, bei den einzelnen Empfängern und Sendern ganz und gar verschieden. Messungen, aus denen kein nüchterner Beurteiler irgendeine Wirkung der Sonnenfinsternis ableiten wird, stehen solche gegenüber, bei denen eine starke Wirkung der Sonnenfinsternis unverkennbar ist. Allgemein glaubt Pickard folgende Schlüsse ziehen zu können.

1. Wenn Sender und Empfänger außerhalb, und zwar auf derselben Seite der Totalitätsbahn lagen, beobachtete man eine allmähliche Zunahme der Intensität, die ungefähr 20 Minuten vor der Mitte der Sonnenfinsternis in der betreffenden Gegend begann und innerhalb 10 Minuten nachher allmählich wieder verschwand. Als Beispiel dafür kann die Aufnahme von Fig. 1 dienen, in der, wie in den folgenden Figuren die Linie $M—M$ die Zeit der Mitte der Sonnenfinsternis bedeutet. Daß diese verhältnismäßig schwachen Änderungen beim Hörempfang vielfach nicht beobachtet wurden, ist verständlich.

2. Wenn Sender und Empfänger außerhalb der Totalitätsbahn, und zwar der eine auf der einen, der andere auf der anderen Seite sich befand, wurde eine starke Abnahme der Zeichenstärke beobachtet, die wenige Minuten von der Tota-

lität begann und etwas länger nachher andauerte. Ein Beispiel dafür bietet die Aufnahme Fig. 2, bei der der Sender in Schenectady nördlich, der Empfänger in New-York an der

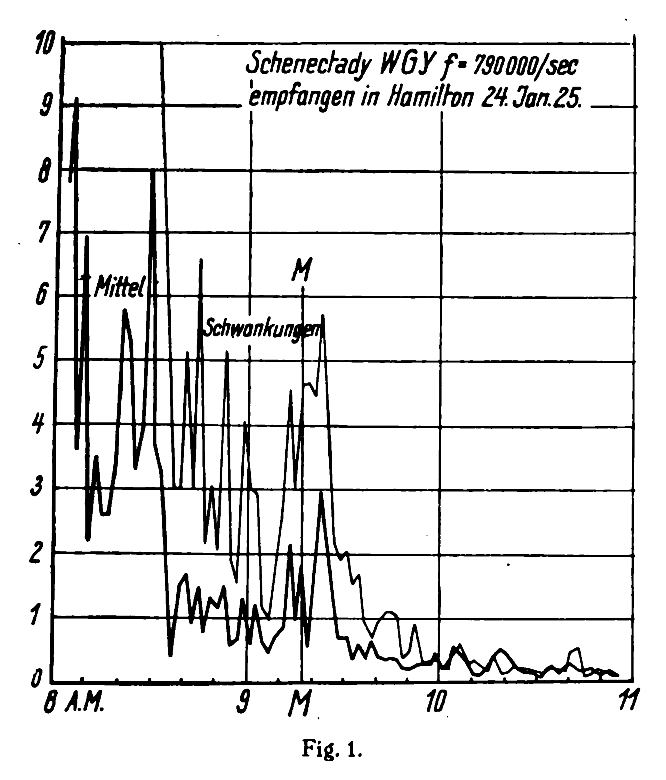


Fig. 1.

südlichen Grenze der Totalitätsbahn lag. Entsprechende Aufnahmen an zwei Tagen vor der Sonnenfinsternis und ebenso an zwei Tagen nach derselben ließen keine Spur eines ähnlichen Abfalls der Zeichen erkennen.

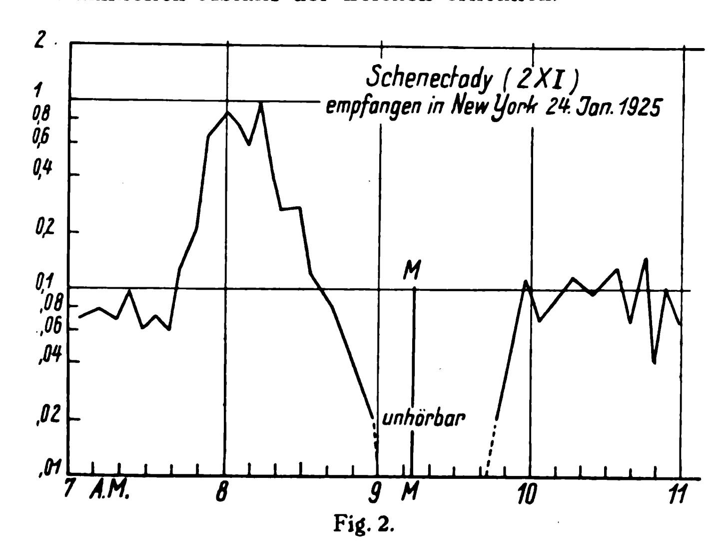


Fig. 2.

3. Wenn Sender und Empfänger innerhalb der Totalitätsbahn lagen, ergab sich eine starke Zunahme der Zeichenstärke, deren Maximum etwa mit der Mitte der Totalität zusammenfiel und bei Rückkehr des Sonnenlichtes verhältnismäßig schnell wieder verschwand. Dieser Effekt zeigt sich in Fig. 3.

Zu den Figuren ist noch folgendes zu bemerken. Die Ordinaten von Fig. 2 bedeuten Galvanometerausschläge im Empfänger, und zwar wurde die Zeit in Abschnitte von 5 Minuten geteilt, aus den Galvanometerausschlägen eines solchen Abschnittes das Mittel genommen und diese Mittel als Ordinaten in Fig. 2 aufgetragen. In Fig. 1 und 3 bedeuten die stark ausgezogenen Kurven den Mittelwert der Galvanometerausschläge für je einen Abschnitt von 2 Minuten, die

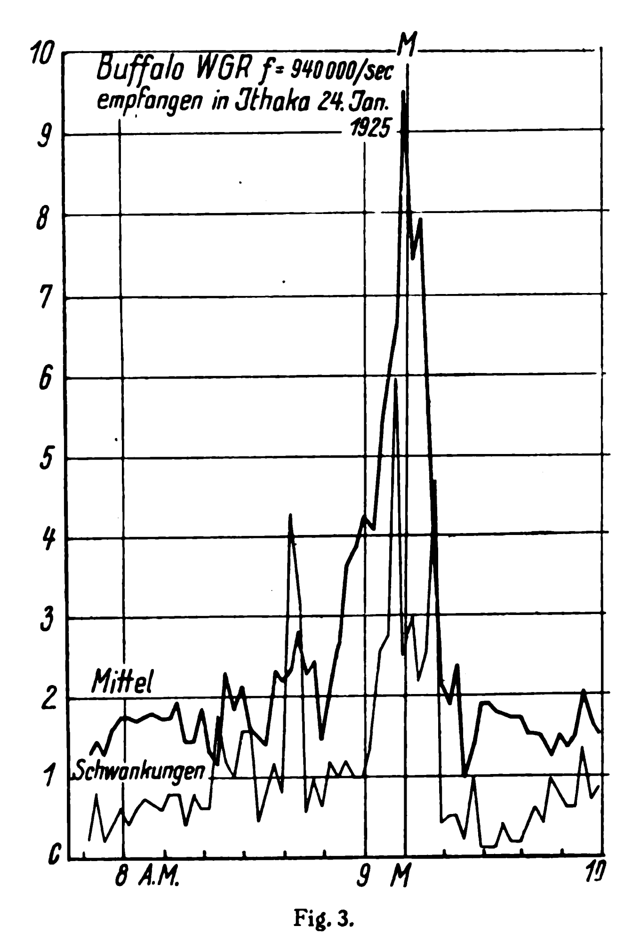


Fig. 3.

schwach ausgezogenen die mittlere Amplitude der Schwankungen während desselben Abschnittes.

J. Zenneck.

E. V. Appleton und **M. A. F. Barnett.** Ein direkter Beweis für die Reflexion elektrischer Strahlen durch die oberen Schichten der Atmosphäre. (On some direct evidence for downward Atmospheric reflection of electric rays.) Proc. Royal Soc. A **109,** S. 621—641, 1925.

Die Verfasser beschäftigen sich zuerst mit den Intensitätsschwankungen (Fadingeffekt) bei Nacht. Sie weisen darauf hin, daß nach sehr ausgedehnten Messungen des Bureau of Standards über diese Erscheinung die Schwankungen der Intensität im allgemeinen nicht von Änderungen in der Richtung der Wellen begleitet sind. Sie betonen ferner, daß nach ihren eigenen galvanometrischen Aufnahmen die Intensität um einen gewissen Mittelwert schwankt, der merklich konstant bleibt (nur bei starken Schwankungen kann er etwas zunehmen). Beide Tatsachen legen den Gedanken nahe, daß es sich bei den Nachtschwankungen um einen Interferenz-Effekt handelt, und die Verfasser deuten sie denn auch ähnlich, wie das schon früher geschehen ist, als Interferenz zwischen dem Teil der Welle eines Senders, der sich längs des Erdbodens fortgepflanzt hat (Bodenwelle), und demjenigen, der nach oben in die Atmosphäre ausgestrahlt und in den oberen Schichten der Atmosphäre zum Erdboden zurückreflektiert wurde. Dabei verstehen die Verfasser unter Reflexion auch den Fall, wenn die nach oben gerichteten Strahlen infolge einer nach oben stetig

zunehmenden Fortpflanzungsgeschwindigkeit allmählich zum Boden zurückgekrümmt werden.

Um die Interferenz direkt nachzuweisen, wurde die Wellenlänge des Senders stetig geändert. Dann ändert sich der Gangunterschied der beiden Wellenteile (Strahlen), die ja verschiedene Wege (a bzw. a') zurücklegen. Ist der Gangunterschied ein ganzes Vielfaches einer Wellenlänge, so erhält man im Empfänger eine maximale, wenn der Gangunterschied ein ungerades Vielfaches einer halben Wellenlänge ist, eine minimale Intensität der Zeichen. Solche Intensitätsänderungen wurden in der Tat beobachtet, und zwar bei einer allmählichen Änderung der Wellenlänge von 385 auf 392 m 4,5, bei einer Änderung der Wellenlänge von 385—395 m 7,0 Maxima oder — nach dem Sprachgebrauch der Optik — Interferenzstreifen. Ist N die Zahl der beobachteten Maxima, wenn die Wellenlänge des Senders zwischen λ und λ' variiert wird, so ergibt die Beziehung

$$N = (a'-a)\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right)$$

den Unterschied $a'-a$ der beiden Wege. Aus den beiden angeführten Zahlen folgt übereinstimmend $a'-a$ = zirka 100 km, und daraus berechnet sich unter der Annahme einmaliger Reflexion bei einer Entfernung des Senders und Empfängers von 100 km als Höhe der reflektierenden Atmosphärenschicht etwa 80—90 km.

Diese Beobachtungen beweisen das Vorhandensein von zwei (oder mehreren) Strahlen, die zur Interferenz gelangen. Sie lassen aber die Frage noch offen, ob der eine der beiden Strahlen wirklich aus der Atmosphäre zum Erdboden zurückreflektiert war. Es ist denkbar, daß ein Teil der Welle sich z. B. auf dem geraden Weg längs des Erdbodens, der andere auf einem längeren Wege sich ebenfalls längs des Erdbodens fortgepflanzt hat. Um diese Möglichkeit auszuschließen, messen die Verfasser die Nachtschwankungen gleichzeitig mit einer vertikalen linearen Antenne und mit einer Rahmenantenne, deren vertikale Ebene in der durch den Sender und Empfänger gehenden Vertikalebene lag. Wenn dann die Schwankungen durch die Interferenz einer Bodenwelle und einer aus der Atmosphäre zurückreflektierten Welle entstehen, so müssen, wie eine einfache Überlegung zeigt, die Schwankungen in der Rahmenantenne stärker sein als in der linearen. Rühren dagegen die Schwankungen von einer Interferenz von zwei Bodenwellen mit verschiedenen Wegen her, so muß das Umgekehrte zutreffen. Die Messungen ergaben, daß die Schwankungen der Intensität in der Rahmenantenne zwischen 1,5 und 4,5, am häufigsten etwa 2,85mal stärker waren, als in der linearen, so daß also die zweite Möglichkeit, Interferenz zwischen zwei Bodenwellen mit verschiedenen Wegen, als abgewiesen betrachtet werden muß.

Diese letzteren Vergleichsmessungen gestatten nun auch noch den Winkel zu bestimmen — die Grundlage der Methode wird theoretisch abgeleitet —, unter dem die aus der Atmosphäre reflektierte Welle zum Erdboden gelangt. Bei den Versuchen auf zirka 100 km ergab sich als Winkel gegen den Erdboden 69°, bei anderen Versuchen auf eine Entfernung von 140 km (λ = 475 bzw. 385 m) zirka 48°. Ähnliche Messungen wurden dann noch auf eine kurze Entfernung (32 km) gemacht, wobei ein hügeliges Gelände gewählt wurde, damit die Bodenwelle schon auf dieser kurzen Entfernung genügend stark absorbiert war, um mit der aus der Atmosphäre zurückreflektierten Welle noch deutliche Interferenzen zu geben. Es wurden auch in diesem Fall bei Nacht in der Rahmenantenne viel stärkere Schwankungen beobachtet, als in der linearen Antenne. Wenn also die angegebene Erklärung dieser Schwankungen auch in diesem Fall richtig ist, so muß die aus der Atmosphäre zurückreflektierte Welle beinahe senkrecht auf den Erdboden treffen. Eine einigermaßen genaue Bestimmung des Winkels ließen aber die Beobachtungen nicht zu.

Durch Drehung der Rahmenantenne um eine vertikale Achse ließ sich ferner zeigen, daß die von oben zurückreflektierte Welle elliptisch polarisiert ist. Eine solche elliptische Polarisation ist nach der Theorie der Verfasser[1]) zu erwarten infolge der Wirkung des magnetischen Erdfelds auf eine Welle, die sich durch eine elektronenhaltige Atmosphäre fortpflanzt. Die praktische Bedeutung dieser elliptischen Polarisation ist die, daß sie bei der gewöhnlichen Methode der Funkpeilungen erhebliche Fehler geben muß. Solche Mißweisungen werden bei Nacht auch beobachtet; ihre Ursache würde nach dem Gesagten in der Wirkung der aus der Atmosphäre zurückreflektierten Welle zu suchen sein.

Die Verfasser bestimmen dann noch den „Reflexionskoeffizienten" für die reflektierende Atmosphärenschicht und finden Werte zwischen 0,2 und 6%. Sie leiten als unterste Grenze für die Anzahl der Elektronen, die sich in der „reflektierenden" Atmosphärenschicht befinden müssen, um die Beobachtungen zu erklären, ca. 10^5/cm³ ab.

J. Zenneck.

B. van der Pol. Erzwungene Schwingungen in einem System mit nicht-linearem Widerstand. (Empfang mit zurückgekoppelter Elektronenröhre). [Gedwongen trillingen in een systeem met niet-lineairen weerstand (Ontvangst met teruggekoppelde triode.)] Tijdschrift Nederlandsch Radiogenootschap Bd. II, 57—73, 1924.

Die Arbeit beschäftigt sich mit den Schwingungen eines mit einer Elektronenröhre rückgekoppelten Schwingungskreises, auf den eine äußere *EMK* wirkt, und zwar in dem Fall, wenn die Rückkopplung bis zur Selbsterregung des Schwingungskreises gesteigert ist.

Der Tatbestand ist dann bekanntlich folgender (vgl. z. B. F. Roßmann und J. Zenneck, ds. Zeitschrift 24, Seite 47, 1924). Wenn man die Frequenz der äußeren *EMK* allmählich ändert und den Effektivstrom im Schwingungskreis mißt, so erhält man Resonanzkurven vom Charakter der Fig. 1. Solange die Frequenz f_1 der äußeren *EMK* ziem-

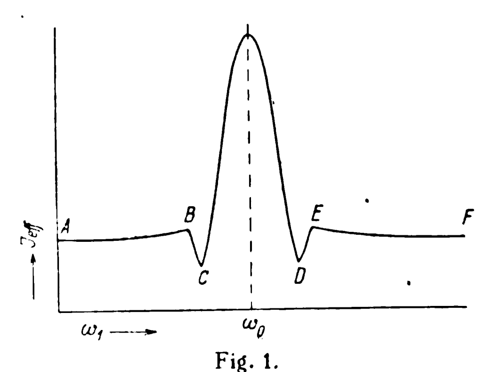


Fig. 1.

lich weit von der Eigen-Frequenz f_0 des Schwingungskreises entfernt ist, ist der Effektivwert des Stroms nahezu konstant (*AB* und *EF*, Fig. 1). Nähert man sich der Eigenfrequenz, so nimmt der Effektivwert des Stroms ab (*BC* und *DE*, Fig. 1), um bei noch weiterer Annäherung an die Eigenfrequenz zu einem mehr oder weniger hohen Maxi-

[1]) Eine ähnliche Theorie wurde von H. W. Nichols und J. C. Schelleng veröffentlicht und in diesem Jahrbuch, Band 26, Seite 140, 1925 referiert.

mum anzusteigen (CD Fig. 1). Beobachtet man die Schwingungen im Schwingungskreis mit Detektor und Telephon, so hört man bei den Gebieten ABC und DEF einen Schwebungston, der umso tiefer wird, je näher man im Gebiet ABC an den Punkt C und im Gebiet DEF an den Punkt D herankommt. Beim Eintritt in das Gebiet CD verschwindet der Schwebungston plötzlich und vollkommen: im Gebiet ABC und DEF sind sowohl die erzwungenen als die Eigenschwingungen des Systems vorhanden, im Gebiet CD nur die erzwungenen. Die bisher für das Gebiet CD vielfach gebrauchte Bezeichnung „Mitnahmebereich" beruht auf der Auffassung, daß die Eigenschwingungen in diesem Gebiet zwar vorhanden seien, daß aber die in diesem Gebiet an sich schon geringe Differenz zwischen der Frequenz der Eigenschwingung und derjenigen der erzwungenen Schwingung durch die Wirkung der erzwungenen Schwingungen zum Verschwinden gebracht, d. h. daß die Frequenz der Eigenschwingungen durch die erzwungenen Schwingungen „mitgenommen" wird.

Van der Pol macht nun seinen Ansatz auf Grund der folgenden Überlegung. Die Rückkopplung eines Schwingungskreises mit einer Elektronenröhre bedingt für den Kreis einen negativen Widerstand, der ein Maximum ist für kleine Amplituden, dessen Absolutwert aber umso mehr abnimmt, je größer die Amplitude wird, d. h. je mehr man bei der Schwingung über den nahezu geradlinigen ansteigenden Teil der Charakteristik hinaus auf den gekrümmten oder nahezu horizontalen Teil übergeht. Bei allmählicher Steigerung der Amplitude wird also stets der Fall eintreten, daß der Gesamtwiderstand des Kreises, der bei kleiner Amplitude negativ war, Null und dann bei noch höherer Amplitude positiv wird, so daß das System dann überhaupt keine Selbsterregung mehr besitzt und sich gegen eine äußere EMK ebenso verhält, wie irgend ein System mit positivem Widerstand.

Dieser Eigenschaft des rückgekoppelten Systems trägt der Verfasser durch eine Differentialgleichung der Form

$$\frac{d^2 v}{dt^2} + (-\alpha + \beta v^2) \cdot \frac{1}{L} \frac{dv}{dt} + \omega_0^2 v = B \omega_1^2 \sin \omega_1 t$$

Rechnung, worin v z. B. die Spannung am Kondensator des Schwingungskreises oder die Anodenspannung, ω_0 die Kreisfrequenz der Eigenschwingungen des Kreises und ω_1 diejenige der äußeren EMK bedeutet. Für ein System mit konstantem Widerstand würde die entsprechende Differentialgleichung

$$\frac{d^2 v}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dv}{dt} + \omega_0^2 v = B \omega_1^2 \cdot \sin \omega_1 t$$

sein. Der Ausdruck $-\alpha + \beta v^2$ tritt also an die Stelle des Gesamtwiderstandes R des Systems. Er ist negativ für kleine Werte von v, nimmt dem Absolutwert nach mit steigendem v immer mehr ab, um schließlich positiv zu werden.

Die Auflösung der angegebenen Differentialgleichung, die die Hauptaufgabe der Arbeit ist, zeigt nun, daß die Eigenschwingungen des Systems sich nicht entwickeln, d. h. keine Selbsterregung eintritt, wenn die Amplitude der erzwungenen Schwingungen einen bestimmten Betrag übersteigt. Rechnet man die Resonanzkurve aus, die ein auf den Effektivwert des Stroms reagierendes Instrument gibt, wenn man die Kreisfrequenz ω_1 der äußeren EMK ändert, so erhält man die Kurven von Fig. 2, die sich auf verschiedene Amplituden der äußeren EMK beziehen und in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen sind. Man erhält insbesondere auch das Resultat, daß in dem Gebiet dieser Kurven, das dem Abschnitt CD von Fig. 1 entspricht, nur die erzwungenen Schwingungen vorhanden sind. Die Theorie gibt auch eine Erklärung dafür, warum der Effektivwert des Stroms kurz vor bezw. nach dem scharf ansteigenden Teil (CD Fig. 1) der Resonanzkurve sinkt (Gebiet BC bzw. DE Fig. 1). In den Gebieten AB und EF sind die erzwungenen Schwingungen nur sehr schwach, sie beeinflussen deshalb die Eigenschwingungen nicht merklich und diese bestimmen praktisch den Effektivwert des Stroms. In den Gebieten BC und DE sind dagegen die erzwungenen Schwingungen

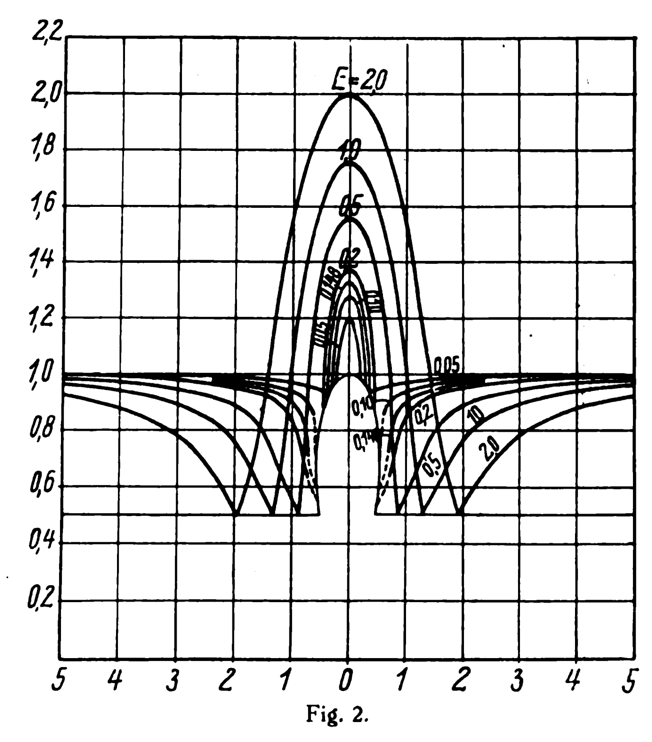


Fig. 2.

schon verhältnismäßig kräftig und drücken die Amplitude der Eigenschwingungen sehr stark herunter. Dieser letztere Einfluß überwiegt den der Amplitudenerhöhung der erzwungenen Schwingungen so sehr, daß der Effektivwert des resultierenden Stroms kleiner wird als in den Gebieten AB bzw. EF. Es wird also in den Gebieten BC und DE schon das vorbereitet, was in den Punkten D und C dann wirklich eintritt, eine Unterdrückung der Eigenschwingungen durch die Vergrößerung des Widerstandes, der durch die erzwungenen Schwingungen hervorgerufen wird.

J. Zenneck.

H. Maurer und **F. Fischer.** Die vom Schiff hervorgerufene Funkfehlweisung und ihre Kompensation. Elektrotechn. Zeitschr. **46**, S. 1901 bis 1904, 1925 (Heft 51).

Stellt man eine Rahmenantenne auf einem Schiff zur Feststellung der Richtung einer einfallenden elektromagnetischen Welle auf, dann entsprechen die festgestellten Winkel q nicht dem geometrisch festgelegten Winkel p (der Winkel wird von vorn herum im Uhrzeigersinn bis 360° gezählt), es besteht vielmehr der Funkfehlweisung genannte Unterschied $f = p - q$. Dieser läßt sich in Abhängigkeit von der Funkseitenpeilung q in erster Annäherung (Fig. 1) durch die Gleichung: $f = D \sin 2q + k \sin 4q$ darstellen. Es können nämlich die übrigen Koeffizienten der vollständigen Fourier-Reihe wegen ihrer Kleinheit vernachlässigt werden. Bei der Benutzung einer Rahmenantenne als Bordpeiler ist die Berücksichtigung der Funkfehlweisung störend. Soweit diese Fehlweisung auf den Einfluß des Schiffes zurückzuführen ist, nennt man sie Funkbeschickung. Die Kompensation der Funkbeschickung kann in verschiedener Weise angestrebt werden.

1. Bei der mechanischen Kompensation bewirkt man sie durch eine automatisch arbeitende, mechanische Konstruktion bei der Ablesung der Einstellung der Rahmenantenne (H. Maurer, Ann. d. Hydrographie. 1924. S. 210). 2. Eine elektrisch-schalttechnische Kompensation ist denkbar, wird aber von den Verf. nicht angegeben. 3. Eine elektrisch-

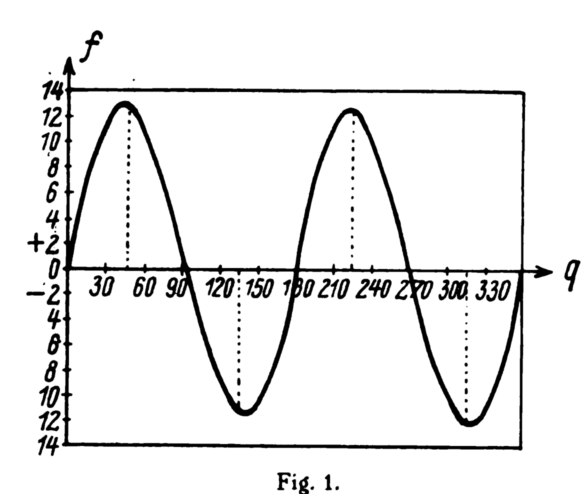


Fig. 1.

bauliche Kompensation benutzt die zusätzliche Einwirkung einer in der Nähe der Rahmenantenne angebrachten Antenne (Schleife). Dieses Kompensationsverfahren beruht auf der Erfahrungstatsache, daß das Schiff im wesentlichen wie eine induktive Längsschleife wirkt, in deren Außenfeld der Peilrahmen steht. Diese Schleife sei durch S_1 S_2 (Fig. 2) dar-

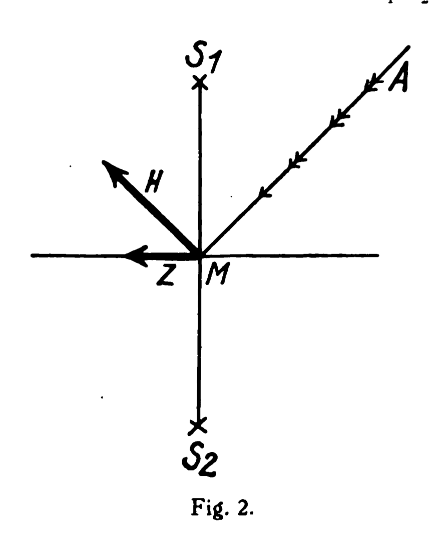


Fig. 2.

gestellt. In der Mitte M stehe der Radiopeiler. Der magnetische Vektor der unter dem Winkel p einfallenden ebenen elektromagnetischen Welle AM sei $H = H_a \sin \omega t$. Die Komponente $H_a \cos p \sin \omega t$ erzeugt in der Schleife einen Strom, der das Rückstrahlfeld Z hervorbringt. Dieses beträgt am Orte des Peil-Rahmens

$$Z = -\frac{\gamma \omega F H_a}{W} \cos p \,(\cos \omega t + \varphi),$$

wo γ eine von der räumlichen Anordnung abhängige Konstante, F die Fläche und W der Wechselwiderstand der Längsschleife ist. Der Peiler reagiert nun auf das aus H und Z resultierende Feld. Bei einem Vergleich einer rein induktiven mit einer rein kapazitiven Schleife ergibt sich bei einer rein induktiven Schleife ein von der Frequenz unabhängiges D, bei einer rein kapazitiven Schleife ist D von dem Quadrat der Wellenlänge abhängig. Ob D positiv oder negativ ist, hängt von der Stellung des Peilers im Felde der Schleife, ob im Innen- oder im Außenfeld, ab:

	Frequenzunabhängige induktive Schleife	
	Längsschleife	Querschleife
Außenfeld	+	—
Innenfeld	—	+
	Querschleife	Längsschleife
	Frequenzabhängige kapazitive Schleife	

Sind für ein Schiff die Funkbeschickungswerte durch einen Versuch für verschiedene Wellenlängen aufgenommen, dann kann man den Selbstinduktions- und Kapazitätsanteil berechnen. Für $\lambda = 1$ km ist dieser Selbstinduktionsanteil z. B. auf Dampfer „Stuttgart" 85%, der Kapazitätsanteil auf Dampfer „Columbus" 38%.

Zur Prüfung der Betrachtungen und Rechnungen sind von der deutschen Reichsmarine z. T. gemeinsam mit der Telefunkengesellschaft auf einem Holzschiff Versuche gemacht, wobei vor allem festgestellt werden sollte, ob sich Schleifen herstellen lassen, die ein D bis zu 20° kompensieren können bei genügend kleiner Rückwirkung auf den Peilrahmen. Die Fig. 3 zeigt eine solche Kurve, wie

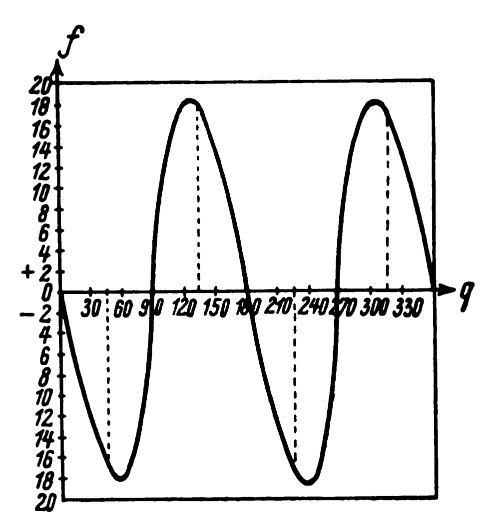


Fig. 3.

sie mit einer induktiven Längsschleife von 9,30 m Länge und 6,28 m Höhe auf einen am Rande der Schleife im Innenfelde in der Mitte der Längsseite stehende Peilrahmen von 0.80 m Durchmesser aufgenommen ist. Bei $\lambda = 1$ km betrug die Rückwirkung nur etwa 0,6‰. Ein Vergleich der Fig. 3 mit der Fig. 1, die die Funkbeschickung für den Kreuzer „Berlin" zeigt, ergibt, daß das achtelkreisige Glied k in Fig. 3 noch mehr hervortritt. Man erkennt dieses an der Abweichung der Maxima von 45°, 135°, 225° und 315°. Die Kurve der Fig. 3 zeigt eine fast völlige Unabhängigkeit von der Wellenlänge.

Nun zur Kompensierung der Funkbeschickung eines Schiffes durch eine Schleife. Das Schiff entspricht einer Schleife mit der Rückwirkungskonstanten

$$k = \frac{-\gamma \omega F}{\omega L - \frac{1}{\omega C}}.$$

Aus der genauen Formel für die Deviation ergibt sich bei kleinem Winkel: $\vartheta = \sin D$. k läßt sich dann aus dem beobachteten D berechnen: $k = \frac{2\vartheta}{1-\vartheta}$. Zur

Kompensierung brauchen wir eine zweite Schleife mit der Rückwirkungskonstanten $-k$, die ein $\vartheta' = \frac{-k}{2-k}$ erzeugt, das keineswegs gleich $-\vartheta$ ist. Es muß vielmehr $\vartheta' = \frac{-\vartheta}{1-2\vartheta}$ und $\vartheta = \frac{-\vartheta'}{1-2\vartheta'}$ sein. Von ϑ und ϑ' ist der eine Wert positiv, der andere negativ, und der negative muß stets der absolut größere sein. Auf diese Weise gelingt es in der Praxis, Funkbeschickungen für bestimmte Wellen bis auf $\pm 2^0$ zu kompensieren. Eine Wellenlängenabhängigkeit kann man durch Ändern des Schleifenstromes mit Widerständen hervorrufen.

Kompensiert man mit einer Querschleife, so hebt man nicht wie bei der kompensierenden Längsschleife, das Störfeld des auch als Längsschleife wirkenden Feldes auf, sondern dreht es in die Richtung der einfallenden Welle.

Lübcke.

K. E. Edgeworth. Die Messung der Frequenz und zugehöriger Größen in der drahtlosen Telegraphie. (The measurement of frequency and allied quantities in wireless telegraphy.) Journ. Inst. Electr. Eng. **63**, 919—922, 1925.

Der Verfasser schlägt vor, die „Wellenlänge" als Kennzeichen für den Schwingungszustand zu vermeiden und nur noch den Begriff „Frequenz" zu benutzen. In Analogie zur Akustik will er eine Frequenz als Grundeinheit festsetzen und sämtliche Schwingungszahlen in „Oktaven" dieser Frequenz ausdrücken.

Wenn P die Nummer der „Oktave", f die zu bestimmende Frequenz, K die Bezugsfrequenz ist, dann gilt die Gleichung

$$f = K \cdot 2^P \text{ oder } P = \log_2 (f/K)$$

Als Bezugsfrequenz K empfiehlt der Verfasser die Frequenz 1 Hertz zu nehmen:

$$f = 2^P \text{ oder } P = \log_2 (f).$$

Dementsprechend würde einer Wellenlänge von 600 m bzw. 500 000 Hertz die „Oktave" 18,932; einer Welle von 4,47 m die Oktave 26 zukommen.

A. Scheibe.

Patentschau.

Von **Kurt Deumig.**

Schwingungserzeugung.

Frequenzvervielfachung.

D.R.P. 420 244. Einrichtung zur Änderung der Frequenz von elektrischen Schwingungen, die durch Frequenzvervielfachung erzeugt sind. Telefunken-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 1. April 1920 ab. Ausgegeben am 17. Oktober 1925.

Das Verfahren besteht darin, daß durch stetige Änderung der Gleichstromerregung der Drosselspulen eine sukzessive Änderung der Oberwellen geschieht. Geht dabei die Einstellung der Gleichstromerregung durch einen Betrag hindurch, wobei mehrere Oberwellen begünstigt sind, so kann man eine mehrwellige Schwingung in der Antenne erzeugen und diese auf entsprechend gestaltete mehrwellige Empfänger einwirken lassen.

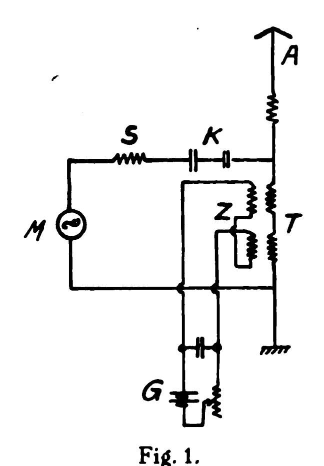


Fig. 1.

Fig. 1 zeigt eine beispielsweise Schaltanordnung zur Ausübung des Verfahrens gemäß der Erfindung für Sender der drahtlosen Telegraphie. Der Strom der Maschine M geht durch die nach Art eines Joly-Transformators geschaltete Eisendrosseln T. Z ist die Hilfsmagnetisierungswicklung, G die Gleichstromquelle, A die Antenne. In letzterer entstehen verschiedene Oberwellen (im allgemeinen alle Oberwellen bei ungleich dimensionierten und alle ungeraden Oberwellen bei gleich dimensionierten Drosseln). Je nach der Änderung des Hilfsmagnetisierungsstromes ist immer die eine oder die andere Oberwelle bevorzugt, so daß man von einer zu der anderen übergehen kann. Treibt man die Erregung bis zu der Höhe, daß alle Oberwellen verschwinden, so bleibt die Antenne unerregt, und man hat hierin ein bequemes Mittel zur Zeichengebung, sowohl zum Telegraphieren wie zum Telephonieren. Um zu verhindern, daß die Oberwellen in der Quelle der Grundperiode selbst vernichtet werden, schaltet man zweckmäßig die induktiv und kapazitiv wirkenden Elemente S und K vor, die auf die Grundwelle abgestimmt werden.

D.R.P. 420 245. Einrichtung zur Frequenzsteigerung. Telefunken-Gesellschaft m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 21. April 1923 ab. Ausgegeben am 16. Oktober 1925.

Es sind Einrichtungen zur Frequenzsteigerung eines Wechselstromes bekannt worden, bei denen durch Verzerrung des Stromes mittels Quecksilberdampfgleichrichter oder ähnlicher Ventile höhere Harmonische gewonnen werden,

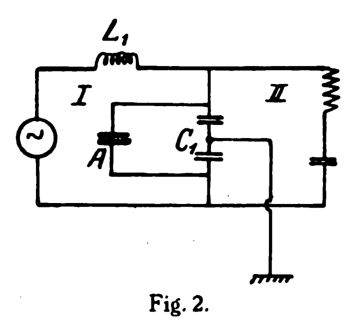


Fig. 2.

wobei bestimmte Harmonische bevorzugt sind, wenn die Entladevorrichtung so beschaffen ist, daß sie erst beim Überschreiten einer bestimmten Spannungsgrenze in Tätigkeit tritt. Gemäß der Erfindung werden die bekannten Sprüherscheinungen, die auftreten, wenn die Spannung an Drähten oder Spitzen eine gewisse Grenze überschreitet, ausgenutzt, um in ähnlicher Weise aus einer gegebenen sinusförmigen Grundfrequenz irgendwelche höheren Harmonischen zu gewinnen. Ein Schaltungsschema zeigt Fig. 2, in welchem das aus Spitzen oder dünnen Drähten gebildete Sprühsystem A parallel zu C_1 liegt. Wird J_1 soweit gesteigert, daß ohne Vorhandensein des Sprühgebildes die Spannung an C_1 die Sprühspannung V_s überschreiten würde, so nimmt die Spannungskurve statt der Sinusform a (Fig. 3)

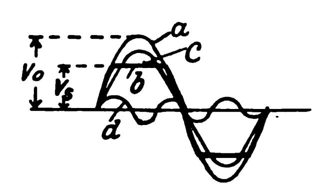


Fig. 3.

die abgestumpfte Form b an. Eine solche Kurve läßt sich bekanntlich in die Grundwelle c und eine Oberwelle d bezw. deren mehrere zerlegen mit einem Amplitüdenverhältnis, das abhängt von dem Verhältnis der Sprühspannung V_s zur Spannung V_0, die erreicht werden würde, falls kein Sprühen eintritt. Durch Resonanz mit Hilfe des Sekundärkreises II wird aus dem System Nutzenergie in der Frequenz der betreffenden Oberwelle gewonnen. Der Vorzug dieses Verfahrens besteht einerseits in der großen Einfachheit des Frequenzsteigerers, bei dem die bei Frequenzsteigerungen immer auftretenden Energieverluste in der Luft stattfinden und durch einfache Luftkühlung abgeführt werden, anderseits aber in dem besseren Wirkungsgrad, da bei der Sprühstrecke im Gegensatz zu den Ventilen beide Stromhälften des Wechselstromes zur Geltung kommen.

Sendeschaltungen für Kathodenröhren mit Fremderregung.

D.R.P. 420 400. Schaltung für fremderregte Röhrensender. Telefunken-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 16. März 1924 ab. Ausgegeben am 28. Oktober 1925. Erfinder: Walter Schäffer in Berlin.

Zum Zwecke einfachster Bedienung ist es bei fremderregten Sendern erwünscht, daß diejenige Gitterspannung, welche für den Betrieb der eigentlichen Verstärkerröhren benutzt wird, galvanisch von dem Schwingungskreis des Steuersenders abgenommen wird. Ferner ist es für das sichere Arbeiten der Verstärkerröhren zweckmäßig, daß derjenige Kreis, von dem die Gitterspannung abgenommen wird, möglichst viel Kapazität und wenig Selbstinduktion enthält und daß die Spannung unmittelbar von den Klemmen des Kreiskondensators abgenommen wird. Je größer die Kapazität

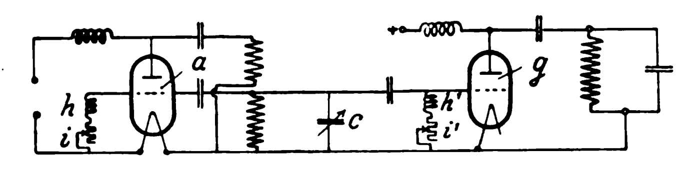


Fig. 4.

in dem Kreise, der am Gitter der Verstärkerröhren liegt, ist, um so unwahrscheinlicher ist es, daß eine andere als die eingestellte Welle, etwa eine Parasitärwelle, auftritt. Eine geeignete Schaltweise der Erfindung ist in Fig. 4 dargestellt. Sie kennzeichnet sich dadurch, daß die Gitterspannung für die Verstärkerröhren von den Klemmen des Kondensators c im Schwingungskreise der Steuerröhre a abgenommen wird, der parallel zur Gitterkathode der Schwingungsröhre liegt, während die Anodenkopplung der Steuerröhre auf eine beliebige Art, z. B. induktiv, durchgeführt ist. Zur Veränderung der auf das Gitter der Verstärkerröhre g aufgebrachten Schwingungsleistung parallel zum Gitterkathodenkreis der Steuerröhre a oder der Verstärkerröhre oder parallel zu beiden ist eine Reihenschaltung aus einer Induktivität h bezw. h' und einem variablen Ohmschen Widerstand i bezw. i' angeordnet.

D.R.P. 422 494. Sendeschaltung für Kathodenröhren mit Fremderregung. Telefunken-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 15. September 1921 ab. Ausgegeben am 5. Dezember 1925. Erfinder: Walter Schäffer, Berlin.

Die vorliegende Erfindung bezieht sich auf einen fremdgesteuerten Betriebssender, der seine hochfrequente Gitterspannung durch einen besonderen Erregersender erhält. Fig. 5 ist ein Schaltungsbeispiel, in welchem mit 1 der Erregersender und mit 2 der eigentliche Betriebssender bezeichnet ist. Die Erfindung besteht darin, daß in den Gitterentladegleichstromweg der Betriebsröhre ein veränderlicher

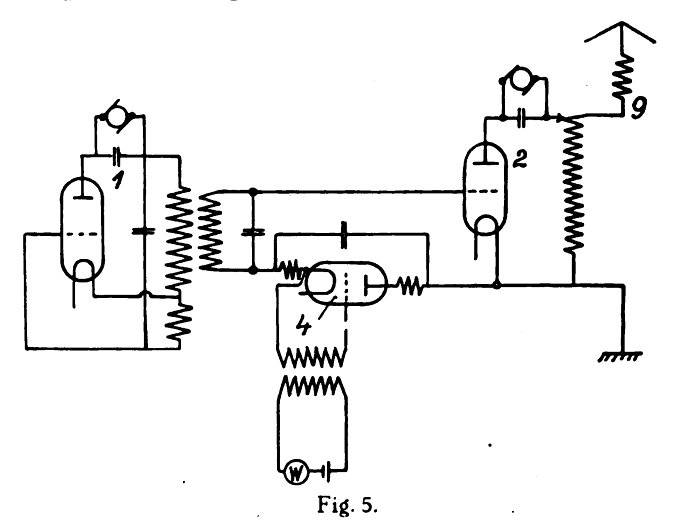


Fig. 5.

Widerstand gelegt wird, dessen Wert im Sprachrhythmus geändert wird, wobei dieser Widerstand, z. B. eine Dreielektrodenröhre 4 sein kann, deren Gitter in bekannter Weise besprochen wird. Will man aus bestimmten Gründen erreichen, daß, wenn nicht gesprochen wird, der in die Antenne 9 ausgesendete Ruhestrom möglichst klein oder gleich Null ist, so verwendet man eine Gittersteuerröhre 4 mit sehr kleinem Durchgreifen, oder man legt an ihr Gitter ein negatives Potential, durch das im Zustande des Nichtsprechens ihr Widerstand zwischen Kathode und Anode genügend groß wird.

Steuerungsanordnungen.

D.R.P. 422 871. Anordnung zum Steuern von Apparaten (Transformatoren, Drosseln u. dergleichen) und Maschinen. Telefunken-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Erfinder: Mendel Osnos in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 2. November 1924 ab. Ausgegeben am 15. Dezember 1925.



Die Erfindung betrifft eine Steuerungsanordnung mit für die Steuerströme und für die zu steuernden Ströme gemeinschaftlichen Wicklungen bezw. Leitern, wobei — zum Zwecke, die Steuerströme gegenüber den zu steuernden Strömen zu erniedrigen — die Wicklungen bzw. Leiter in mehrere Elemente aufgeteilt sind, die für die gesteuerten Ströme parallel und für die Steuerströme in Reihe liegen. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 6, in der die Anordnung als

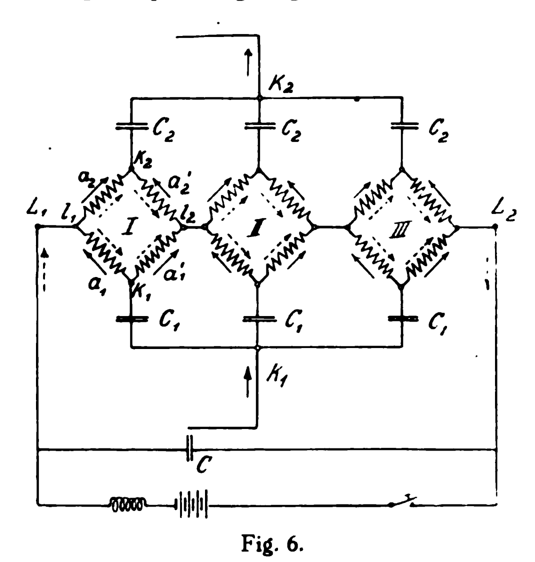


Fig. 6.

Tastdrossel verwendet wird. I, II, III sind Wicklungsgruppen, die parallel liegen in bezug auf die die gemeinschaftlichen Klemmen K_1, K_2 durchfließenden Hochfrequenzströme und in Reihe liegen in bezug auf die über die Klemmen L_1, L_2 fließenden Steuerströme. Die Kondensatoren C_2 sperren den Steuerströmen den Weg über die Verbindungsklemme K_1 ab und zwingen sie, durch die oberen Seiten der Wicklungsvierecke zu fließen; die gleiche Rolle spielen die Kondensatoren C_2 in bezug auf die unteren Hälften der Wicklungsvierecke. Außerdem dienen die Kondensatoren C_1 und C_2 als Kurzschlüsse zum Ausgleich der oberen Harmonischen, insbesondere der geraden Vielfachen. Eine andere Anordnung gemäß der Erfindung zeigt Fig. 7, in der ein einziger Leiter

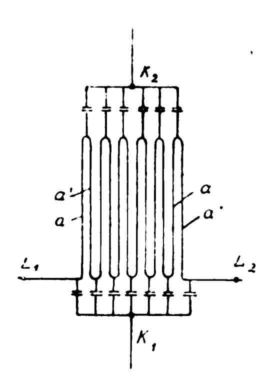


Fig. 7.

(Draht, Stab, Band usw.) als Tastdrossel bzw. als Frequenzwandler benutzt wird. Auch hier wird der Steuerstrom den Klemmen L_1, L_2 und der gesteuerte Strom den Klemmen K_1, K_2 zugeführt. Bei der Verwendung des Apparates als Tast- bezw. Telephoniedrossel ist es sehr wichtig, daß er nicht nur, wie gezeichnet, für die Steuerströme, sondern auch für die gesteuerten Ströme bifilar ist.

D.R.P. 422 872. Steuerungsanordnung. Telefunken-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Erfinder: Mendel Osnos in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 5. Dezember 1924 ab. Ausgegeben am 22. Dezember 1925. Zusatz z. Patent 422 871.

Bei dem Hauptpatent 422 871 fällt bei beträchtlicher Anzahl der Elemente a, a' auch die Anzahl von Blockkondensatoren C entsprechend groß aus. Nach der vorliegenden Erfindung kann nun die Schaltung dadurch vereinfacht werden, daß man die sämtlichen an der gemeinschaftlichen Klemme K_1 liegenden Pole der Kondensatoren C zu einer gemeinschaftlichen Kondensatorbelegung vereinigt, desgleichen auch alle an der Klemme K_2. Diese Anordnung zeigt Fig. 8. Man kann aber — wenn es sich um sehr hohe

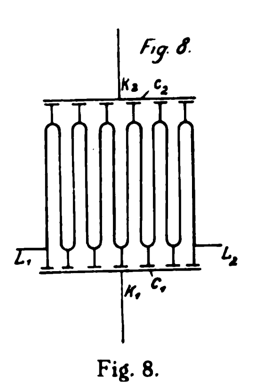


Fig. 8.

Frequenzen und demnach um kleine Kapazitäten, also auch um nur kleine Belegungsflächen der Blockkondensatoren handelt — die letzteren derart ausführen, daß sie in einem Körper mit der Steuerdrossel eingebaut sind. Einen derartigen Körper, als Trommel ausgebildet, zeigt in Stirnansicht Fig. 9. Die Leiter des Steuerapparates sind hier

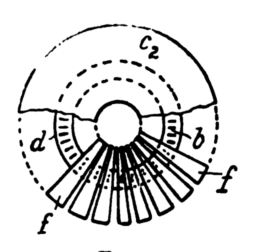


Fig. 9.

zickzackartig in den Wänden einer zweckmäßigerweise aus Beton oder dergleichen ausgebildeten Trommel d eingebettet, und die Faden b bzw. e der Leiter an der oberen bzw. unteren Stirnfläche der Trommel sind mit entsprechenden Segmenten f verlötet, die als Kondensatorbelegungen dienen; den Segmenten f liegt an jeder Seite der Trommel je eine Platte C_1 bzw. C_2 gegenüber, die als anderer Pol des Kondensators dient.

D.R.P. 423 962. Einrichtung zur Steuerung von Wechselstromkreisen. Telefunken-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Erfinder: Mendel Osnos in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 27. August 1920 ab. Ausgegeben am 12. Januar 1926.

Im Hauptpatent 414 804(siehe Jb. 26, Seite 181) sind verschiedene Stabilisierungsmittel angegeben worden. Die vorliegende Erfindung hat eine weitere Einrichtung zum Gegenstand, durch welche in bequemer Weise und mittels einfacher Schaltung eine Stabilisierung, insbesondere beim Tasten, auf dem absteigenden Ast der Resonanzkurve herbeigeführt wird. Gemäß derselben wird zur Konstanthaltung der Tourenzahl beim Tasten außer der Steuerdrossel 6 (Fig.10), die sich in einem Wechselstromkreise oder der Antenne befindet, noch eine zweite hilfsmagnetisierte Eisendrossel 8 in

den Kreis des Antriebswechselstrommotors geschaltet, und die Gleichstromwicklungen 9, 10 beider Drosseln werden gemeinsam durch eine Taste geöffnet bzw. geschlossen.

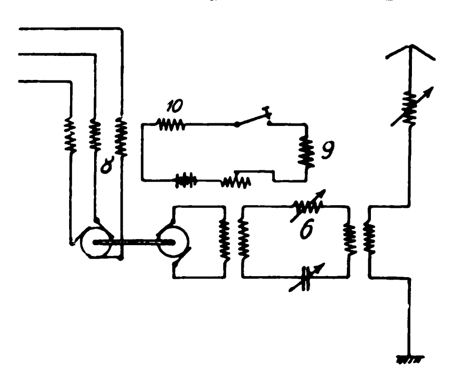


Fig. 10.

Verschiedenes.

Entladungsgefäße.

D. R. P. 420 410. G l i m m e n t l a d u n g s s t r e c k e. Kohl-Huth, G. m. b. H. in Berlin, Rudolf Heinrich Geffcken und Rudolf Hans Richter in Leipzig-Gohlis. Patentiert im Deutschen Reiche vom 10. Mai 1924 ab. Ausgegeben am 26. Oktober 1925.

Es ist bekannt, daß bei Glimmentladungen eine Erwärmung der Elektroden auftritt. Nach der Erfindung wird diese Erscheinung dadurch nutzbar gemacht, daß die Elektroden nach Art von thermischen Relais oder thermischen Anzeigeinstrumenten eine derartige Ausbildung erhalten, daß sie bei Temperaturänderungen infolge der Entladung eine Bewegung ausführen, welche entweder unmittelbar als Signal dient oder zur Steuerung von elektrischen Vorgängen benutzt wird. Man stellt zu diesem Zweck die betreffenden Elektroden z. B. aus Metallen mit verschiedenen Ausdehungskoeffizienten her oder bildet sie als Hitzedrähte aus. Ferner können die Elektroden in bekannter Weise so ausgebildet werden, daß an ihnen eine besonders starke Wärmeentwicklung erfolgt. Eine Ausführungsform dieser Glimmlichtröhre zeigt Fig. 11. Tritt eine Entladung zwischen Kathode *c* und

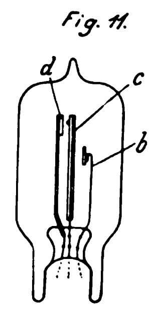


Fig. 11.

Anode *b* auf, so erwärmt sich die Kathode, biegt sich infolge des ungleichen Ausdehnungskoeffizienten der beiden Kathodenmetalle etwas durch, berührt den Kontakt *d* und kann so einen beliebigen Stromkreis schließen. Die Anordnung kann auch so getroffen sein, daß der Kontakt bei *d* normal geschlossen ist und durch die Bewegung der Elektrode einen Stromkreis öffnet.

D.R.P. 422 066. E n t l a d u n g s g e f ä ß z u r V e r s t ä r k u n g, G l e i c h r i c h t u n g o d e r E r z e u g u n g v o n e l e k t r i s c h e n S c h w i n g u n g e n. Radio Corporation of America in New York. Patentiert im Deutschen Reiche vom 3. September 1921 ab. Ausgegeben am 25. November 1925.

Die Erfindung ist eine besondere Ausführungsform des bekannten Flemmingschen Vakuumventils und kennzeichnet sich dadurch, daß das Entladungsgefäß eine heiße und eine kalte Innenelektrode hat, und daß zwei weitere Elektroden, die zur Steuerung des Elektronenstromes verwendet werden, außerhalb des Gefäßes gegenüber den beiden Innenelektroden angeordnet sind, wie ein Ausführungsbeispiel in Fig. 12 zeigt. Das Entladungsgefäß *v* enthält einen Glühfaden *f*, der von einer Batterie *a'* geheizt wird. Die kalte Anode *p* hat die Form einer runden Blechscheibe. Außerhalb des Gefäßes befindet sich ein zylindrischer Metalleil *k*, der den unteren Teil des Gefäßes gegenüber der Kathode umgibt, und ein entsprechender Metallteil *k'* gegenüber der Anode. Diese beiden Metallbelegungen dienen als Steuerelektroden. Eine

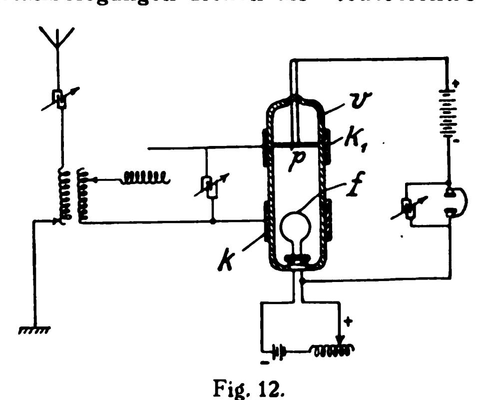


Fig. 12.

Spannung, die zwischen sie gelegt wird, erzeugt durch Influenz auf die beiden Innenelektroden zwischen der Anode und Kathode ein zusätzliches Feld, wodurch eine Beeinflussung des Elektronenstromes erfolgen und eine Steuerung desselben erzielt werden kann. Eine zweite Ausführungsform der Erfindung besteht darin, daß die kalte Innenelektrode die Form eines Bechers besitzt, und daß die Außenelektrode als zylindrische Metallstücke ausgebildet sind, welche das Entladungsgefäß gegenüber den Innenelektroden umschließen.

Antennenanlage.

D.R.P. 422 775. A n t e n n e n a n l a g e u n t e r V e r w e n d u n g e i n e r R a u m s t r a h l a n t e n n e f ü r k u r z e W e l l e n. Telefunken-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 26. Juli 1924 ab. Ausgegeben am 12. Dezember 1925.

In neuerer Zeit werden die Großstationen außer mit Antennen für lange Wellen auch noch mit Raumstrahlantennen für kurze Wellen ausgerüstet, die für die Nachrichtenübermittlung zur Nachtzeit verwendet werden. Es tritt nun in der Praxis die Schwierigkeit auf, die Raumstrahlantennen so zu plazieren, daß sie durch die großen Metallmaste und die Antennen der Großstationen in ihrer Strahlung nicht behindert werden, andererseits ist aus praktischen Gründen doch erforderlich, die Raumstrahlantenne in unmittelbare Verbindung mit der Großstation zu bringen. Nach der vorliegenden Erfindung wird die Raumstrahlantenne in eine solche Lage zur Gesamtanlage der Großstation gebracht, daß das ganze Großstationsantennen- und Mastsystem als Spiegel für die kurzen Wellen der Raumstrahlantenne dient, wodurch eine gewünschte Richtwirkung für die Strahlung der Raumstrahlantenne erzielt wird. Hier ist dann freilich vielfach erforderlich, die Wellenlänge der Raumstrahlantenne diesem großen Spiegelsystem etwas anzupassen.



Band 27 Heft 5

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. **A. Esau** (Jena), Prof. Dr. **H. Faßbender** (Berlin), Dr. **L. de Forest** (New-York), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Berlin), Dr. Dr. ing. e.h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Dr. **E. Nesper** (Berlin), Dr. **B. van der Pol jr.** (Eindhoven), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **W. Schottky** (Rostock), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. **M. Wien** (Jena), Prof. Dr. **H. Wigge** (Cöthen-Anh.),

herausgegeben von

Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

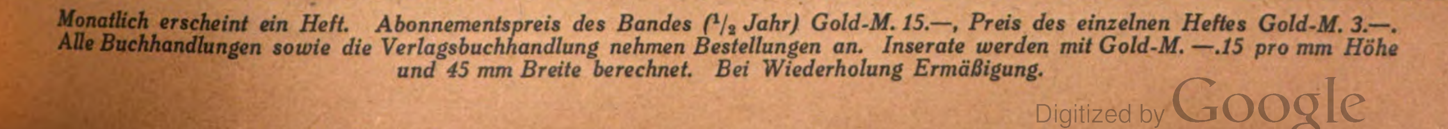
Schriftleitung: Dr. **E. Mauz**



BERLIN W

Verlag von M. Krayn

1926.



Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Band 27 Heft 5

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftl. Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikal. Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Das Gesetz des Tiefempfangs in der drahtlosen Technik.

Von **Walter Schottky**, Rostock.

Bei der Behandlung drahtloser Empfangsprobleme hat man die Wahl zwischen zwei Methoden. Die direkte Methode, nach der die meisten bisher bekannten Resultate gewonnen worden sind, nimmt das Feld der zu empfangenden Welle, speziell die elektrische Feldstärke, als gegeben an, berechnet daraus die in der Antenne wirksame Wechsel-EMK und die in der Antenne und den angeschlossenen Kreisen erzeugten Empfangsströme und Spannungen[1]). Die andere Methode, die bisher meist nur zu qualitativen Hilfsbetrachtungen herangezogen worden ist[2]), neuerdings aber auf Grund exakter Ansätze zu einer der ersten ebenbürtigen Stellung zu gelangen scheint, ist eine indirekte; man studiert nicht die Empfangsverhältnisse der zu untersuchenden Empfangsantenne, sondern man studiert ihre Sendeeigenschaften, und außerdem die Wirkung, die die (von der Empfangsantenne) entsandte Strahlung auf den Sender haben würde, der von der Antenne aufgenommen werden soll. Dieses zunächst komplizierter erscheinende Verfahren kann dann Vorteile haben, wenn die Empfangseigenschaften des Senders sowie die Sendeeigenschaften des Empfängers sich leichter berechnen lassen als die Empfangseigenschaften des zu untersuchenden Empfängers. Über die Bedingungen der Anwendbarkeit dieses Verfahrens sowie über einige fundamentale Sätze, die sich für elektrische und magnetische Dipolantennen daraus ergeben, sind die Leser dieser Zeitschrift durch eine kürzlich erschienene Arbeit von A. Sommerfeld unterrichtet[3]); auf einer älteren Betrachtung von H. A. Lorentz und auf Untersuchungen von H. Pfrang aufbauend, zeigt Sommerfeld, daß auch in inhomogenen (jedoch innerhalb der Antennenlänge homogenen) Medien der Satz gilt, daß „die von der elektrischen Dipolantenne A_1 aus dem Felde E_2 empfangene Feldstärke nach Amplitude und Phase gleich ist der von der Antenne A_2 aus dem Felde E_1 empfangenen". Die Felder E_1 und E_2 beziehen sich hierbei auf Sendung mit dem gleichen Dipolmoment. Zwischen magnetischen Dipolantennen sowie in Wechselwirkung zwischen elektrischen und magnetischen Dipolantennen gelten ähnliche Sätze.

So wichtig nun diese zweite indirekte Methode in ihrer allgemeinen und auf Dipolantennen spezialisierten Form auch ist, so gibt sie doch in der zurzeit vorliegenden Form dem Radiotechniker noch keine so unmittelbar brauchbare Handhabe zur Lösung des einfachen Empfangsproblems, (ankommende Welle gegeben, Empfangsstrom gesucht) wie die erste Methode. Und doch liegt es nahe, zu vermuten, daß aus den Reziprozitätssätzen eine solche nur auf die Eigenschaften der Empfangsantenne und der ankommenden Welle beschränkte einfache Gesetzmäßigkeit ableitbar sein muß. Es müßte für eine beliebig große und beliebig gestaltete Antenne, zunächst im homogenen Medium, möglich sein, die in der Antenne und den an sie angeschlossenen Kreisen fließenden Strom zu bestimmen, wenn die Richtung, Intensität und Polarisation der ankommenden freien Welle gegeben ist, und wenn die Sendeeigenschaften der Empfangs-Antenne bekannt sind. Wenn man einfache Formeln besäße, die diese Aufgabe lösen, so würden auch alle früheren qualitativen Betrachtungen über die Reziprozität von Sende- und Empfangswirkung (ohne Rücksicht auf die Eigenschaften der zustrahlenden Antenne) sogleich auf eine feste Basis gestellt sein; man würde ferner über die Richtwirkung von Empfangsantenne ebensogut Bescheid wissen wie über die von Sendeantennen, und man würde schließlich über den wirklichen und optimalen „Wirkungsgrad" beim Empfang und seine Abhängig-

[1]) J. Zenneck, Lehrb. d. drahtl. Tel., V. Aufl., Kap. XII, XIII, 1925.
[2]) Vgl. z. B. ebendort, S. 433 die Betrachtungen über die geknickte Marconiantenne als Empfänger.
[3]) Das Reziprozitätstheorem der drahtlosen Telegraphie. Dieses Jahrbuch **26**, 93—100, 1925.

keit von der Frequenz alle wünschenswerte Auskunft haben können, sobald nur die entsprechenden Daten für die Sendewirkung der betreffenden Antenne gegeben wären.

Bei der Verfolgung akustischer und elektroakustischer Reziprozitätsfragen im Zusammenhang mit den Arbeiten des Zentrallaboratoriums der Siemens & Halske A.-G. ist mir eine auf das Jahr 1878 zurückgehende Formulierung des Reziprozitäts-Theorems für lineare periodische Vorgänge begegnet, die sich zur Behandlung derartiger Probleme besonders brauchbar erwies. Es ist die Formulierung von Sir Rayleigh in Theory of Sound[4]), Bd. I, § 109, die, wie es scheint, auch zu den elektrodynamischen Reziprozitätssätzen eine ganz allgemeine und unmittelbar brauchbare Grundlage bildet. Mit Hilfe dieser Rayleigh'schen Theoreme (es handelt sich um drei Formulierungen desselben Gesetzes) konnte ich zunächst für akustische und elektroakustische Strahler das Empfangsproblem in der verlangten Weise auf das Sendeproblem zurückführen; es ergab sich hierbei das „Gesetz des Tiefempfangs", wonach (in einfachster energetischer Formulierung) beim Empfang von Quasi-Kugelwellen „das Absorptionsvermögen, bezogen auf die im Wellenlängenquadrat zugestrahlte Energie gleich dem Emissionsvermögen für die betreffende Richtung ist", so daß also die aus dem Schallfelde aufgenommene Energie im Verhältnis zu der ausgesandten proportional dem Quadrat der Wellenlänge anwächst. Angeregt durch das Interesse, das mein verehrter Lehrer, Herr Geheimrat Planck, diesen Fragen entgegenbrachte, habe ich dann versucht, ein entsprechendes Gesetz auch für elektrodynamische Strahler aufzustellen und somit auch hier die reziprozitätstheoretische Antwort auf die Frage nach der Beziehung zwischen Empfangsvorgängen und Intensität der auftreffenden Welle zu geben. Im folgenden stelle ich diese Überlegungen, soweit sie mir für den Hochfrequenztechniker von Interesse scheinen, zur Diskussion; die akustischen und elektroakustischen Anwendungen[5]) sowie statistische Konsequenzen[6]) des Tiefempfangsgesetzes für die Strahlungstheorie sollen an anderer Stelle veröffentlicht werden[7]).

Die folgenden Ausführungen gliedern sich in einen allgemeinen Teil, der die Ableitung der verschiedenen Formen des elektrodynamischen Tiefempfangsgesetzes aus dem Rayleighschen Theorem enthält, und einen zweiten Teil, in dem Anwendungen auf spezielle Probleme und Fragestellungen der Empfangstheorie elektrischer Wellen gegeben werden. Anknüpfungspunkt ist hier der 1908 aufgestellte Satz von R. Rüdenberg[8]) über den optimalen Empfangswirkungsgrad einer Dipolantenne, ein Satz, der, mit Hilfe der direkten Methode abgeleitet, die Bevorzugung der tiefen Frequenzen beim Empfang bereits in einem sehr maßgebenden Typenfalle nachweist. Eine Zusammenfassung der Resultate der Arbeit findet man am Schluß.

I. Allgemeiner Teil.

2. Wir stützen uns auf die allgemeine Fassung des Reziprozitätstheorems für periodische Vorgänge, die von Rayleigh angegeben wird[9]), und die nicht nur die Vorgänge im Medium erfaßt, sondern auch beliebige Vorgänge mechanischer oder elektrischer Natur in den Sende- und Empfangsapparaten. In dieser Form bezieht sich das Theorem auf beliebige Systeme mit endlich oder unendlich vielen Koordinaten oder „Freiheitsgraden" mechanischer oder elektrischer Art, sofern die angreifenden „Kräfte" rein periodisch sind und sofern die Amplituden aller Koordinaten zu den Amplituden dieser (generalisierten) Kräfte in linearen Beziehungen stehen. Es gilt dann der Satz:

'Wenn das System nur durch periodische Veränderungen einer Koordinate y angeregt wird (Emissionsamplitude Y_e), während eine andere Koordinate x des Systems festgehalten wird, so greife unter der Wirkung der Bewegung von y im stationären Zustand an x eine Kraft mit der Amplitude F_a (Aufnahmeamplitude) an. In einem anderen Fall sende die Koordinate x mit der Amplitude X_e, und an der festgehaltenen Koordinate y greife dabei die Kraft G_a an. Dann gilt:

$$\frac{F_a}{Y_e} = \frac{G_a}{X_e} \qquad (1)$$

Dieselbe Beziehung gilt zwischen den Empfangskräften und den Sende-Geschwindigkeitsamplituden V_e und U_e:

$$J_a / V_e = G_a / U_e \qquad (2)$$

3. Wir betrachten nun einen Apparat A, der imstande sei, auf elektromagnetische Kräfte zu reagieren. Für ihn und das ganze betrachtete System sei die Voraussetzung der linearen Beziehung zwischen allen Kräften (Feldstärken oder elektromotorischen Kräften) und Geschwindigkeiten (Strömen), sowie etwaigen durch die elektrischen Kräfte erzeugten mechanischen Bewegungen gewahrt. Ferner sei der Zustand des Apparates A entweder in dem elektrischen Strahlungsorgan (der „Antenne") selbst oder in irgend einem an die Antenne angeschlossenen elektrischen oder mechanischen Kreise durch eine einzige[10]) Koordinate x (vorzugsweise eine elektrische Ladungsmenge) charakterisierbar; die zu dieser Koordinate gehörige Kraft (in erster Linie denken wir an elektromotorische Kräfte) habe die Amplitude F. Treffen auf den Apparat elektrische Wellen auf und wird hierbei die Koordinate x festgehalten, so bezeichnen wir die Amplitude der in diesem Fall angreifenden (elektromotorischen) Kraft mit F_a; U_e bedeutet die Amplitude der zeitlichen Änderung von x bei Sendung von diesem Teil des Systems aus (gewöhnlich eine Stromgröße). Dann gilt nach dem allgemeinen Rayleighschen Theorem in Wechselwirkung mit irgend einem anderen ebenfalls auf elektromagnetische Kräfte ansprechenden Einkoordinaten-Apparat B die Beziehung (2), gleichgültig, wie der Apparat B und das Zwischenmedium beschaffen sind, sofern nur die Voraussetzungen des Reziprozitätstheorems erfüllt sind[11]).

Nun bestehe der Apparat B aus einem Dipol von unendlich kleiner Ausdehnung, dessen Richtung $\mathfrak{s}$ unveränderlich sei, während sein Moment dadurch zu verändern sei, daß die Entfernung y der positiven von der negativen Ladung variiert. Die Ladung jedes Pols — wir rechnen durchweg im Gaußschen Maßsystem — sei $= e$. Der Koordinate y ist eine Kraft g zugeordnet; dies ist offenbar die am Ort des Dipols vorhandene äußere elektrische Feldstärke $\mathfrak{e}^s$ in Richtung $\mathfrak{s}$, multipliziert mit der Ladung e des Dipols: $g = e \cdot \mathfrak{e}^s$. Diese Kraft, mit der Amplitude $e\mathfrak{E}^s$, ist zugleich mit der

---

[4]) Deutsch von Fr. Neesen, Vieweg, Braunschweig, 1879.

[5]) Zs. f. Phys. 36, 689–736, 1926.

[6]) Ann. d. Phys. 78, 558, 1926.

[7]) Eine die akustischen und elektrischen Grundformeln im Zusammenhang wiedergebende Darstellung erscheint auch in den Berl. Ber. Mai 1926.

[8]) Ann. d. Phys. 25, 465, 1908.

[9]) Theorie des Schalles, Bd. I, § 109. Es ist hier die 2. Fassung des Theorems gewählt.

[10]) Wir sprechen in solchem Falle von „Einkoordinatensystemen". Den Gegensatz bilden, auf elektrischem Gebiet, etwa räumlich ausgedehnte, oder sonst kompliziertere Leitergebilde, in denen der Stromverlauf erst durch mehrere oder unendlich viele Bestimmungsstücke festgelegt ist.

[11]) Dies trifft z. B. nicht mehr zu, wenn magnetooptische Drehungen eine Rolle spielen, vgl. E. V. Appleton, Electrician 94, 398, 1925. Im übrigen vgl. hierzu die zitierte Arbeit von A. Sommerfeld.



Empfangskraft G_a des Dipols identisch, da g_a ja allgemein die äußere an dem betreffenden Apparat angreifende Kraft bedeutet. Als Geschwindigkeitsamplitude V_e ist für den Dipol die Amplitude der Geschwindigkeit $\frac{dy}{dt}$ bei Sendung aufzufassen. Diese Geschwindigkeitsamplitude steht mit der Amplitude $\mathfrak{P}$, die das Dipolmoment bei Sendung besitzt, in dem Zusammenhang:

$$V_e = \frac{\omega \mathfrak{P}}{e}.$$

Bei Einsetzen der Ausdrücke für G_a und V_e in (2) hebt sich die elektrische Ladung heraus und man erhält:

$$\frac{F_a}{\omega \mathfrak{P}} = \frac{\mathfrak{E}^s}{U_e}. \qquad (2)$$

Wir stellen nun einen Zusammenhang her zwischen $\omega \mathfrak{P}$ und der Winkelintensität der von dem Dipol ausgesandten elektromagnetischen Welle in der Umgebung von A. Wir setzen dabei zunächst voraus, daß der Dipol B sich in einem homogenen isotropen Dielektrikum ohne Absorptionseigenschaften befindet, das durch eine, gegebenenfalls von der Frequenz abhängige Dielektrizitätskonstante ε_0 charakterisiert sei. Außer durch den Apparat A sei dieses Medium nur durch Wände (Leiter) oder sonstige diskrete Hindernisse unterbrochen. Dann betrachten wir die elektromagnetische Welle, die der Dipol aussenden würde, wenn er sich allein in dem betreffenden Dielektrikum befände. Die Intensität K_a dieser Welle pro Einheit des räumlichen Winkels hängt für irgend eine Richtung, die den Winkel ϑ mit der Dipolachse $\mathfrak{s}$ bildet, mit der Amplitude des Dipolmomentes in folgender Weise zusammen:

$$K_a = \frac{\pi}{2 q \varepsilon_0} \frac{(\omega \mathfrak{P})^2 \sin^2 \vartheta}{\lambda^2} {}^{12)}.$$

Diese Beziehung gilt unabhängig von der Entfernung vom (unendlich kleinen) Dipol (für den Mittelwert der Energieströmung in radialer Richtung); ein charakteristischer Unterschied von der entsprechenden akustischen Beziehung[13]) ist jedoch der, daß die Strahlungsintensität von der Richtung der ausgesandten Welle relativ zur Dipolachse abhängt. Infolgedessen kann man, der Natur der Sache nach, eine eindeutige Beziehung zwischen K_a und $\omega \mathfrak{P}$ nur dann herstellen, wenn man, bei endlicher Ausdehnung des Apparates A, einen bestimmten von B nach einem Punkt des Apparates A gerichteten Strahl $\mathfrak{r}$ herausgreift, auf den man die Intensität der ankommenden Welle und ebenso den Winkel ϑ in Gl. (6) bezieht. Die Notwendigkeit einer besonderen Festsetzung der Richtung $\mathfrak{r}$ und des Winkels ϑ entfällt natürlich, sobald die Abmessungen der wirksamen Umgebung[14]) des Apparates A klein gegen die Entfernung AB sind, $\mathfrak{r}$ fällt dann mit der „Richtung BA" zusammen.

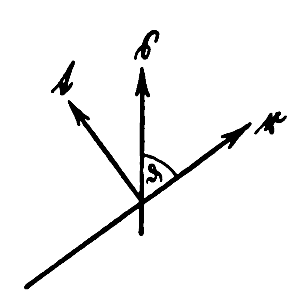
Durch Einsetzen der Gleichung für K_a in (2) ergibt sich:

$$F_a / \sqrt{K_a} = \lambda \frac{\sqrt{\frac{2 q \varepsilon_0}{\pi}}\, \mathfrak{E}^s / \sin \vartheta}{U_e}. \qquad (3)$$

Diese Gleichung sagt aus, daß das für die Empfangswirkung von A maßgebende Verhältnis $F_a / \sqrt{K_a}$ gegenüber dem die Emissionswirkung von A für B charakterisierenden Verhältnis $\mathfrak{E}^s / U_e$ **proportional mit der Wellenlänge ansteigt; wir haben hier die erste Form des elektrodynamischen Tiefempfangsgesetzes vor uns.**

Für diese Gesetzmäßigkeit ist nun eine weitgehende Verallgemeinerung der bisherigen Voraussetzungen möglich. Gl. (3) wird immer auch dann anwendbar sein, wenn wir es nicht mit einer wirklichen auf A auftreffenden Dipolwelle zu tun haben, sondern wenn nur der auf den elektromagnetisch empfindlichen Teil von A wirkende Vorgang dadurch entstanden gedacht werden kann, daß eine in einem homogenen Medium fortschreitende Quasi-Dipol-Welle auf die wirksame Umgebung von A auffällt, d. h. eine Welle, deren Polarisation und seitliche Intensitätsverteilung vor dem Auftreffen auf die wirksame Umgebung von A derart ist, als ob sie von einem in einem homogenen Medium vorhandenen Dipol B' der Richtung $\mathfrak{s}$ herrührte. Bei Veränderung der, bei größerer Ausdehnung von A noch besonders festzusetzenden Richtung ϑ verändert sich $\sin \vartheta$ und die Bezugsintensität K_a hierbei gleichzeitig so, daß (3) von der genauen Wahl von ϑ unabhängig gilt. Was man unter der „wirksamen Umgebung von A" im einzelnen Falle zu verstehen hat, und wie beim Vorhandensein verschiedener Dielektrika sowie absorbierender Medien der Gleichung (3) noch eine Bedeutung beigelegt werden kann, folgt durch ganz analoge Überlegungen, wie wir sie an anderer Stelle[15]) für den akustischen Fall besprochen haben.

Eine wesentliche Vereinfachung von (3) ergibt sich bei Fernsendung und Fernempfang, d h. wenn sowohl die Wellenlänge wie die Dimensionen der wirksamen Umgebung von A klein sind gegen die Entfernung AB' (B' scheinbarer Ausgangspunkt der Quasi-Dipolwelle.) In diesem Fall ist die in A ankommende Welle eine linear polarisierte Welle, deren elektrischer Vektor senkrecht auf der Richtung $\mathfrak{r} = B'A$ steht und im übrigen in der Ebene ($\mathfrak{r}$, $\mathfrak{s}$) liegt. Bezeichnen wir diese Richtung mit $\mathfrak{t}$, so ist demnach K_a die Intensität einer auf A auftreffenden Welle mit der Strahlrichtung und der elektrischen Feldvektorrichtung $\mathfrak{t}$; überdies ist K_a im Gebiet des Apparates A praktisch konstant. Wir bezeichnen in diesem Falle K_a mit einem oberen Index t. Weiter sieht man, daß wegen der Annahme der Fernsendung die von A emittierte Welle im Punkte B' eine Wellenebene haben muß, die ebenfalls senkrecht zu $\mathfrak{r}$ steht; und bezeichnet $\mathfrak{E}^t$ die Amplitude der Feldstärke in der in



dieser Ebene liegenden Richtung $\mathfrak{t}$, so ist (Fig. 1) offenbar

$$\mathfrak{E}^t = \mathfrak{E}^s / \sin \vartheta.$$

(3a) vereinfacht sich also zunächst zu:

$$\frac{F_a}{\sqrt{K_a{}^t}} = \lambda \frac{\sqrt{\frac{2 q \varepsilon_0}{\pi}}\, \mathfrak{E}^t}{U_e} \qquad (3a)$$

[12]) Vgl. z. B. M. Planck, Einführung in die Theorie der Elektrizität und des Magnetismusses, Leipzig 1922, § 87 und 90. $q = c / \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ bedeutet die Fortpflanzungsgeschwindigkeit im freien Medium.

[13]) Berl. Ber. a. a. O.

[14]) Zur genauen Definition dieses Begriffes vgl. die unter [2]) zitierten Arbeiten.

[15]) Anm. [5]).

Weiter läßt sich aber jetzt sogleich der Amplitudenkomponente $\mathfrak{E}^{\mathfrak{t}}$ der Feldstärke im Punkt B' eine Emissionsintensität $S_e{}^{\mathfrak{t}}$ zuordnen, die die Energieströmung pro Flächeneinheit der zu $\mathfrak{t}$ senkrecht polarisierten Komponente der durch B' hindurchgehenden von A ausgesandten Emissionswelle darstellt:

$$S_e{}^{\mathfrak{t}} = \frac{q\,\varepsilon_0}{4\pi}\,\frac{\mathfrak{E}^{\mathfrak{t}\,2}}{2}.$$

Einsetzen in (3a) ergibt:

$$\frac{F_a}{\sqrt{K_a{}^{\mathfrak{t}}}} = 4\lambda\,\frac{\sqrt{S_e{}^{\mathfrak{t}}}}{U_e}; \tag{4}$$

λ ist die Wellenlänge im Dielektrikum ε_0.

Führt man endlich noch die Winkelintensität der emittierten Welle $K_e{}^{\mathfrak{t}} = S_e{}^{\mathfrak{t}}\,R^2$ ein, wobei R den Radius der in B' auftretenden Emissionswelle bedeutet, der zugleich in unserem Fall gleich dem Radius der Welle $K_a{}^{\mathfrak{t}}$ ist, so erhält man die zu (5) und (6) analogen Beziehungen:

$$F_a/\sqrt{K_a{}^{\mathfrak{t}}} = \frac{4\lambda}{R}\,\sqrt{K_e{}^{\mathfrak{t}}}\,/U_e, \tag{5}$$

$$F_a/\sqrt{S_a{}^{\mathfrak{t}}} = 4\lambda\sqrt{K_e{}^{\mathfrak{t}}}\,/U_e \tag{6}$$

Gl. (5) sagt aus:

„Eine in irgend einer Richtung linear polarisierte elektrische Quasi-Dipolwelle der Winkelintensität $K_a{}^{\mathfrak{t}}$, die von fern auf einen elektrischen Einkoordinatenapparat A auftritt, ruft an der Koordinate dieses Systems eine Kraftamplitude F_a hervor, die zu $\sqrt{K_a{}^{\mathfrak{t}}}$ in einem Verhältnis steht, das in dem Maße der 4 fachen Wellenlänge zum Radius der Emissionskugelwelle größer ist als das Verhältnis, in dem die lineare Winkelintensität $\sqrt{K_e{}^{\mathfrak{t}}}$ der von dem Apparat nach dem (scheinbaren) Ausgangszentrum der auftreffenden Welle entsandten Emissionswelle gleicher Polarisation zu der Emissionsgeschwindigkeit U_e der Koordinate des Apparates steht."

In dieser Formulierung, die das lineare Tiefempfangsgesetz der Elektrodynamik darstellt, ist die Bezugnahme auf alle Größen, die nicht für die Sendung oder den Empfang des Apparates A charakteristisch sind, fortgefallen.

Gl. (6) zeigt, daß bei Fernempfang der Radius der auftreffenden und emittierten Kugelwelle keine Rolle mehr spielen, und daß es nur auf die Richtung der auftreffenden und emittierten Welle ankommt.

4. Wir zeigen jetzt, daß aus der Beziehung (5) zwischen Empfangs*kraft* und Sende*geschwindigkeit* ohne weiteres eine solche zwischen Empfangs*geschwindigkeit* und Sende*kraft* folgt. Es gilt nämlich, wenn die Koordinate x des empfangenden Apparates nicht festgehalten wird, sondern Bewegungen mit der Empfangsamplitude U_a auszuführen vermag, ganz allgemein für ein durch eine Koordinate bestimmtes System mit linearen Eigenschaften die Gleichung:

$$U_a = \frac{F_a}{|\mathfrak{W}|}.$$

Hierbei bedeutet $|\mathfrak{W}|$ den absoluten Betrag eines Scheinwiderstandes, der im allgemeinen phasenverschoben gegen die „Bewegung" (Koordinatenänderung) sein wird und der ferner von der Frequenz abhängen wird. Bei elektrischen Einkoordinatensystemen handelt es sich hierbei um elektrische Widerstände und Scheinwiderstände, die wir mit $\mathfrak{Z}$ (bzw. $\mathfrak{Z}_i$) bezeichnen.

Entsprechend gilt, wenn die Sendung nicht durch eine vorgegebene Geschwindigkeitsamplitude U_e, sondern durch eine aufgeprägte „Kraft" mit der Amplitude F_e zustandekommt,

$$U_e = \frac{F_e}{|\mathfrak{W}|}.$$

Setzt man beide Gleichungen in (5) ein, so erhält man die neue Form des linearen Tiefempfangsgesetzes der Elektrodynamik:

$$U_a/\sqrt{K_a{}^{\mathfrak{t}}} = 4\lambda/R\cdot\sqrt{K_e{}^{\mathfrak{t}}}\,/F_e; \tag{8}$$

Angewandt auf einen elektrischen Kreis mit der Stromamplitude J an Stelle der Geschwindigkeit U und der EMK-Amplitude E an Stelle der Kraft F:

$$J_a\sqrt{K_a{}^{\mathfrak{t}}} = 4\lambda/R\sqrt{K_e{}^{\mathfrak{t}}}\,/E_e. \tag{8a}$$

Will man den Empfangsstrom J_a berechnen, während bei Sendung nur die Beziehung zwischen J_e und $K_e{}^{\mathfrak{t}}$ gegeben ist, so kann man in (8a) E_e durch $|\mathfrak{W}|\,J_e$ setzen; man sieht, daß in diesem Fall noch der Gesamtbetrag von $\mathfrak{W}$ bekannt sein muß. Sobald man jedoch dem Studium von $\mathfrak{W}$ und seinen Komponenten, das zur vollständigen Übersicht über das Verhalten des Systems unerläßlich ist, seine Aufmerksamkeit zuwendet, ergeben sich noch weitere Formen der Tiefempfangsbeziehung, die verschiedener Anwendung fähig sind. Bezeichnet man nämlich die bei dem Sendestrom J_e *im ganzen* von dem Apparat A ausgestrahlte Leistung mit L_e, so läßt sich immer ein Teil $\mathfrak{W}_n$ des gesamten Wattwiderstandes $\mathfrak{W}_w$ angeben, dessen Überwindung das Äquivalent der zur Ausstrahlung von L_e notwendigen Arbeit darstellt; es ist der Strahlungswiderstand des Antennenkreises. Dieser Strahlungs- oder Nutzwiderstand läßt sich meist verhältnismäßig einfach berechnen. Es besteht die Beziehung:

$$L_e = J_e{}^2/2\cdot\mathfrak{W}_n$$

Nun ist damit allerdings noch kein Zusammenhang zwischen $\mathfrak{W}_n$ und $K_e{}^{\mathfrak{t}}$ gegeben. Das Verhältnis $L_e/K_e{}^{\mathfrak{t}}$ hat jedoch eine anschauliche und in den berechenbaren Fällen leicht anzugebende Bedeutung: es ist offenbar der räumliche Winkel, über den die von dem Apparat emittierte Strahlung verteilt werden müßte, wenn sie nach allen Richtungen des Raumes hin die in der Richtung AB' mit der Polarisation $\mathfrak{t}$ ausgesandte Intensität $K_e{}^{\mathfrak{t}}$ besäße. Diesen Winkel, der größer oder kleiner als 4π sein kann und der natürlich von der gegebenen Polarisationsrichtung $\mathfrak{t}$ abhängt, bezeichnen wir als „Konzentrationswinkel" $\Omega^{\mathfrak{t}}$; seinen reziproken Wert nennen wir die „Richtungskonzentration" der emittierten Strahlung:

$$K_e{}^{\mathfrak{t}}/L_e = 1/\Omega^{\mathfrak{t}}$$

Je kleiner $\Omega^{\mathfrak{t}}$, desto größer offenbar die Richtwirkung des Senders für die betreffende Richtung und Polarisation.

Durch Einsetzen dieser Beziehungen in (5) erhalten wir (mit $U = J$, $F = E$) die neuen Beziehungen:

$$E_a/\sqrt{K_e{}^{\mathfrak{t}}} = 4\lambda/R\sqrt{\mathfrak{W}_n/2}\;1/\sqrt{\Omega^{\mathfrak{t}}} \tag{9a}$$

$$J_a/\sqrt{K_a{}^{\mathfrak{t}}} = 4\lambda/R\sqrt{\frac{\mathfrak{W}_n/2}{|\mathfrak{W}|^2}}\cdot 1/\sqrt{\Omega_{\mathfrak{t}}} \tag{9b}$$

Diese Beziehungen zeigen, daß man die Verhältnisse beim Empfang einer Quasi-Dipolwelle vollständig berechnen und voraussagen kann, wenn man, außer den Scheinwiderständen $\mathfrak{W}$ des betreffenden Einkoordinaten-Kreises, nur noch den Konzentrationswinkel $\Omega^{\mathfrak{t}}$ bei Emission für die Richtung und Polarisation der auftreffenden Welle kennt.

5. Endlich gelangen wir zu einer *energetischen* Formulierung des Tiefempfangsgesetzes, welche, wenn auch nicht die allgemeinste und für die Verwendung bequemste, so doch wohl die einprägsamste Form dieses Gesetzes darstellt.



Wir nehmen an, das, was bei der Emission des Apparates A primär gegeben sei, sei eine elektromotorische Kraftamplitude E_e, die in einem auf den Apparat A arbeitenden „Generator" wirksam sei. Diese Voraussetzung ist in allen Fällen, wo elektrische Antennen durch elektrische Kräfte zur Strahlung angeregt werden, ohne Zweifel die gegebene; hinzu kommt die ebenfalls allgemein gegebene Tatsache, daß dieser Generator selbst einen gewissen inneren Widerstand besitzt, dessen Wattkomponente wir mit W_i bezeichnen.

Unter diesen Annahmen läßt sich eine durch die inneren Eigenschaften des Generators, also durch E_e und W_i vollständig bestimmten maximale Leistung L_i angeben, die bei der betreffenden Frequenz von dem Generator abgegeben werden könnte:

$$L_i = E_e^2/2 \cdot \frac{1}{4\, W_i} .$$

Andererseits, läßt man den Apparat mit dem angeschlossenen Generator als Empfänger arbeiten, wobei jetzt die an den „Generator" abgegebene Leistung die nutzbar zu machende Leistung darstellt, so erhalten wir eine Empfangsleistung

$$L_a = J_a^2/2 \cdot W_i .$$

Quadrieren wir die Beziehung (8a) und drücken J_a^2 und E_e^2 durch L_a und L_i aus, so erhalten wir unter den Voraussetzungen, unter denen Gleichung (8) gilt:

$$L_a/K_a{}^t = \lambda^2/R^2 \cdot K_e{}^t/L_i .$$

Hier wird man das Verhältnis $L_a/K_a{}^t$ als das „Absorptionsvermögen pro Einheitswinkel der auffallenden Strahlung" zu bezeichnen haben; wir bezeichnen dies Absorptionsvermögen mit $\mathfrak{a}$:

$$\mathfrak{a} = L_a/K_a{}^t .$$

Entsprechend haben wir die Größe

$$\mathfrak{e} = K_e{}^t/L_i$$

als Winkelemissionsvermögen des Apparates für die betrachtete Richtung und Polarisation zu bezeichnen. Mit diesen Bezeichnungen wird:

$$\mathfrak{a} = \lambda^2/R^2 \cdot \mathfrak{e} ;$$

das ist die energetische Form des Tief-Empfangsgesetzes. Es sagt aus:

„Ein beliebiger elektrischer Strahler, dessen Verhalten linear und durch eine einzige Koordinate bestimmbar ist, vermag aus der Winkeleinheit einer auf ihn auftreffenden Quasi-Dipol-Welle seitlich konstanter Intensität, mit der Wellenlänge λ, nur einen im Verhältnis λ^2/R^2 kleineren Betrag von Energie zu absorbieren, als er in Richtung des Zentrums dieser Dipolwelle mit der betreffenden Polarisationsrichtung unter dem Einheitswinkel (in einer fortschreitenden Welle, die dort den Radius R besitzt) zu entsenden vermag."

Weitere Konsequenzen dieses Gesetzes, die besonders für die Frage der optimalen Absorptionsfähigkeit eines Strahlers von Bedeutung sind, ergeben sich, indem man die emittierte Leistung $K_e{}^t$ durch $L_e\,\Omega^t$ ausdrückt und entsprechend anstatt des Winkel-Emissionsvermögens das Gesamtemissionsvermögen η einführt:

$$\eta = L_e/L_i .$$

Es wird dann:

$$\mathfrak{e} = \eta/\Omega^t ,$$

und wir erhalten das Gesetz:

$$\mathfrak{a} = \lambda^2/R^2 \cdot \eta/\Omega^t . \qquad (11)$$

Da η seiner Definition nach höchstens $= 1$ sein kann, ergibt sich hieraus eine ganz allgemeine obere Grenze des Absorptionsvermögens eines Einkoordinaten-Strahles für eine auftreffende Quasi-Kugel- oder Dipolwelle:

$$\mathfrak{a} \leqq \lambda^2/R^2 \cdot 1/\Omega^t . \qquad (12)$$

„Das Winkelabsorptionsvermögen eines Einkoordinaten-Strahlers für eine Quasi-Dipolwelle ist immer kleiner als das Quadrat des Verhältnisses der Wellenlänge zum Emissionsradius für den scheinbaren Ausgangspunkt der auftreffenden Welle, multipliziert mit der Richtungskonzentration der Emissionswelle für die betreffende Richtung."

Das hierdurch aufgezeigte Optimum für $\mathfrak{a}$ ist, wie man sieht, bei gegebener Frequenz kein absolutes, sondern hängt zunächst dadurch von den Eigenschaften des Mediums ab, daß es λ^2, mithin dem Quadrat der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen in dem betreffenden Medium proportional ist; für elektrische Wellen bietet also das Vakuum die günstigsten Empfangsverhältnisse. Gering sind, in größerer Entfernung, die Möglichkeiten, R zu variieren, gewissermaßen unbegrenzt dagegen die Möglichkeiten der Verkleinerung von Ω^t, also der Benutzung des Richtungsempfanges (mit geeigneter Polarisation).

Das Bedeutsamste ist jedoch, daß das Optimum des Absorptionsvermögens quadratisch mit der Wellenlänge zunimmt, also quadratisch mit der Frequenz abnimmt. Wir haben darin wohl die anschaulichste Aussage des Tiefempfangsgesetzes vor uns. Einschränkend muß allerdings hervorgehoben werden, daß diese Aussage nur dann gilt, wenn die durch Ω^t gegebene Richtungsverteilung der Emission von der Wellenlänge unabhängig ist, was in vielen Fällen, aber keineswegs immer, der Fall sein wird.

Führen wir schließlich noch die schon in den Voraussetzungen von (8) enthaltene Annahme ein, daß R gleich der Entfernung AB' gesetzt werden kann, so daß $K_a{}^t/R^2 = S_a{}^t$ wird, und bezeichnen wir das Verhältnis

$$L_a/S_a{}^t = a$$

als Flächen-Absorptionsvermögen des Apparates A, d. h. als Absorption, bezogen auf die pro Flächeneinheit zugestrahlte Energie der auftreffenden Welle, so erhalten wir statt (10), (11) und (12) die Beziehungen:

$$a/\lambda^2 = \mathfrak{e} \qquad (10a)$$

$$a/\lambda^2 = \eta/\Omega^t \qquad (11a)$$

$$a/\lambda^2 \leqq 1/\Omega^t . \qquad (12a)$$

„Ein elektrischer Einkoordinatenstrahler absorbiert bei Fernempfang einer Quasi-Dipolwelle aus der pro Wellenlängenquadrat zugestrahlten Energie denselben Bruchteil, den er in Richtung der auftreffenden Welle von der in ihm verfügbaren Energie entsendet."

„Das auf die zugestrahlte Energie pro Wellenlängenquadrat bezogene Absorptionsvermögen eines Einkoordinatenstrahlers ist gleich dem Gesamtemissionsvermögen des Strahlers, multipliziert mit der Richtungskonzentration bei Emission für die Richtung der betreffenden Welle."

„Das maximale Absorptionsvermögen, bezogen auf die pro Wellenlängenquadrat zugestrahlte Energie, das ein Einkoordinatenstrahler überhaupt haben kann, ist gleich der Winkelkonzentration bei Emission für die betreffende Richtung."

Alle diese Sätze gelten, unabhängig von dem Verhält-

nis der Apparatdimension zur Wellenlänge, nur unter der Voraussetzung, daß man es bei Absorption und Emission mit den Bedingungen des Fernempfanges und der Fernsendung zu tun hat.

II. Anwendungen.

6. In einer bekannten Arbeit über den Empfang elektrischer Wellen[16]) hat R. Rüdenberg 1908 durch Untersuchung der beim Empfang auftretenden Schwingungsvorgänge in Antennen folgenden Satz bewiesen:

„Eine gegen die Wellenlänge kleine elektrische (Dipol-) Antenne vermag aus einer auf sie auftreffenden Welle maximal soviel Energie zu absorbieren, wie in der auftreffenden freien Welle durch eine Fläche von der Größe $^3/_8 \pi \lambda^2$ hindurchgeht." (Der elektrische Vektor der ankommenden Welle ist hierbei parallel zur Dipolrichtung der Antenne angenommen.)

Der ausgesprochene Tiefempfangs-Charakter dieses Gesetzes fordert dazu auf, nach einer Ableitung aus dem allgemeinen Tiefempfangsgesetz und nach den möglichen Verallgemeinerungen, die sich dabei gewinnen lassen, zu suchen.

Wir wenden Gl. (12a) an auf den Empfang einer Quasi-Dipol-Welle mit der elektrischen Feldvektorrichtung t, durch ein beliebiges im homogenen Dielektrikum vorhandenes Antennensystem, dessen Absorption in einem elektrischen Einkoordinatensystem stattfindet. Wir erhalten:

$$a \leqq \lambda^2/\Omega^t . \quad (13)$$

Da a die Absorption der Antenne, bezogen auf die pro Flächeneinheit zugestrahlte Energie bedeutet, so hat die rechte Seite hier direkt die Bedeutung der Rüdenbergschen maximalen Absorptionsfläche. Es handelt sich also nur darum, zu zeigen, daß $1/\Omega^t$ in dem Rüdenbergschen Spezialfall gleich $^3/_8 \pi$ wird.

Ω^t bedeutet nach § 5 das Verhältnis L_e der bei Sendung im ganzen ausgestrahlten Leistung zu der Leistung $K_e{}^t$, die pro Einheit des räumlichen Winkels in die Richtung der ankommenden Welle ausgestrahlt wird, und zwar ist hierbei (in $K_e{}^t$) nur die Komponente der Welle zu berücksichtigen, deren elektrischer Vektor in die Richtung t fällt. Hat, wie bei Rüdenberg, die Antenne bei Ausstrahlung in größerer Entfernung den Charakter eines einfachen Dipols, und wird eine in der Äquatorebene des Dipols ankommende Welle empfangen, deren elektrischer Vektor parallel zur Dipolrichtung verläuft, so hat bekanntlich $K_e{}^t$ für diese Strahlrichtung und Polarisationsrichtung den Maximalwert $(K_e{}^0)$, während die ausgestrahlte Intensität in allen anderen Richtungen proportional $\sin^2\vartheta$ kleiner ist. (ϑ Winkel der Strahlrichtung mit der Dipolachse.)

Es ist also

$$\Omega^t = \frac{L_e}{K_e{}^0} = \frac{K_e{}^0 \int \sin^2\vartheta \, do}{K_e{}^0},$$

wobei do das Winkelelement der vom Zentrum der Dipolantenne aus beschriebenen Einheitskugel bedeutet. Wegen $do = \sin\vartheta d\vartheta d\varphi$ (φ Azimutalwinkel) hat das Integral den Betrag $2\pi \cdot {}^4/_3 = 8\pi/_3$. Also ist

$$1/\Omega^t = {}^3/_8 \pi,$$

in Übereinstimmung mit dem Rüdenbergschen Resultat.

Es ist ohne Zweifel von Interesse, dieses Gesetz als Spezialfall eines aus Gl. (12a) folgenden allgemeinen Gesetzes zu erkennen, welches, mit Einführung der im Rüdenbergschen Sinne definierten Absorptionsfläche F, folgendermaßen zu formulieren ist:

$$F \leqq \lambda^2/\Omega^t . \quad (29a)$$

„Die maximale Absorptionsfläche eines beliebigen Antennengebildes, bei dem die Absorption in einem Einkoordinatensystem stattfindet, für eine linear polarisierte Welle ist gleich dem Wellenlängenquadrat, multipliziert mit der Winkelkonzentration der von der Antenne in derselben Richtung ausgesandten, in gleicher Richtung polarisierten Welle."

Eine vielleicht noch nicht bekannte Folgerung aus diesem Gesetz ist, daß man auch mit beliebig großen Antennengebilden, die auf ein Einkoordinatensystem (z. B. in dem Eingangskreis einer Verstärkeranordnung) arbeiten, nur dann eine Verbesserung der maximalen absorbierbaren Energie erhalten kann, wenn das betreffende System bei Sendung eine stärkere Richtwirkung zeigt als die Rüdenbergsche Dipolantenne. Solche Verbesserungen der Richtwirkung sind bekanntlich durch Anordnungen möglich, bei denen die ausgestrahlte Intensität nicht nur, wie bei der Dipolantenne, von der Symmetrieebene (Äquatorebene) nach der Achsenrichtung zu abnimmt, sondern auch noch in der Symmetrieebene (die in erster Annäherung durch die Erdoberfläche dargestellt wird) eine Richtungsverteilung zeigt. Mittel dazu ist die Kombination verschiedener, getrennt, mit gleicher oder ungleicher Phase schwingender (elektrischer oder magnetischer) Dipolantennen oder die Verwendung einer einzigen Antenne von größerer Ausdehnung[17]). Von prinzipiellem Interesse ist es hierbei, daß solche Richtwirkungen auch mit Anordnungen zu erzielen sind, deren ganze Ausdehnung beliebig klein gegen die Wellenlänge ist[18]). Die maximale Absorptionsfläche solcher Gebilde für Wellen aus günstigster Richtung kann also, und zwar in einem prinzipiell nicht zu begrenzenden Verhältnis, größer sein als die der Rüdenbergschen Dipolantenne. Praktisch tritt allerdings die Schwierigkeit auf, daß bei Richtungsantennen, die klein gegen die Wellenlängen sind, die Strahlungsdämpfung gegenüber den Dipolantennen außerordentlich vermindert ist, so daß, um den optimalen Wirkungsgrad zu erzielen, immer höhere Anforderungen an die Verlustfreiheit sämtlicher Bestandteile der Empfangsanordnung gestellt werden müssen. Doch ist diese Schwierigkeit bei der jetzt im Fernverkehr allgemein üblichen Verwendung von Röhren, welche zur Dämpfungsreduktion des Antennenkreises benutzt werden können, wohl keine unüberwindliche. Jedenfalls scheint uns ein beachtenswerter Hinweis in der Konstatierung der Tatsache zu liegen, daß sowohl bei Sendung wie beim Empfang mit der Benutzung von Richtwirkungen nicht nur eine wünschenswerte Abstufung der Reichweite für verschiedene Richtungen gewonnen wird, sondern daß auch die absoluten Reichweiten bei gegebener verfügbarer Sendeleistung oder gegebener Intensität der Empfangswelle durch die Benutzung von Richtwirkungen verbessert werden können.

7. Um die Verhältnisse bei nicht optimalen Empfangsbedingungen auf die Sendeeigenschaften des betreffenden Antennengebildes zurückführen zu können,

[16]) Ann. d. Phys. 25, 446—466, 1908.

[17]) Vgl. z. B. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, 5. Auflage, Kap. 13, 1925.

[18]) Die einfache Rahmenantenne zeigt allerdings gegenüber der Dipolantenne keine solche Verbesserung, weil bei ihr das relative Verteilungsbild der Intensität dasselbe ist wie bei der Dipolantenne, nur daß bei der gewöhnlichen Montierung die Symmetrieachse der Verteilung horizontal, senkrecht zur Spulenfläche, liegt.

haben wir Gleichung (9b) zu benutzen, welche uns direkt den Empfangsstrom liefert. Die ganz beliebig gestaltete und abgestimmte Antenne sei, gegebenenfalls unter Zwischenschaltung weiterer Schaltelemente (Verlängerungsspulen usw.), an die Klemmen des Empfangsapparates (z. B. die Eingangsklemmen einer Röhren-Apparatur) angeschlossen. Um die Vorstellungen zu vereinfachen, denken wir uns zunächst die ganze Anlage in einem homogenen Dielektrikum aufgestellt. Im übrigen setzen wir nichts voraus, als daß der in die Empfangsapparatur eintretende Wechselstrom an beiden Klemmen der gleiche sei; diesen Strom bezeichnen wir als Antennenstrom. Dann können wir den Eingangskreis der Empfangsanordnung in seinem ganzen Verhalten gegenüber dem Antennenstrom durch einen (frequenzabhängigen) komplexen Scheinwiderstand $\mathfrak{Z}_i$ charakterisieren, und falls dieser Scheinwiderstand bekannt ist, ist zugleich mit dem empfangenen Antennenstrom der Amplitude J_a auch die Empfangsspannung der Amplitude V_a an den Klemmen des Apparates gegeben. Wir haben also in dem Eingangskreis der Empfangsapparatur das für die Anwendung unserer Gesetze notwendige Ein-Koordinatensystem vor uns, in dem die Stromamplitude J_a der Geschwindigkeit U_a unserer Empfangssätze entspricht. Bei Sendung haben wir die gleiche Stromamplitude mit J_e zu bezeichnen.

In der Antenne braucht, bei Sendung und Empfang, keineswegs überall die Stromamplitude gleich J zu sein. Wegen der Periodizität und Linearität aller Vorgänge wird sich aber, bei Sendung, die Rückwirkung der Antenne auf den angeschlossenen Stromkreis, in dem in diesem Fall eine EMK wirksam angenommen wird, durch Gegenkräfte darstellen lassen, die an den Klemmen des Apparates auftreten, und die dem von diesen Klemmen zur Antenne fließenden Strom J proportional, jedoch im allgemeinen in der Phase gegen ihn verschoben sind. Wir können also die Rückwirkung der Antenne durch einen (komplexen) Scheinwiderstand $\mathfrak{Z}$ darstellen, der in eine Wattkomponente $\mathfrak{Z}_w$ und eine Phasenkomponente $\mathfrak{Z}_{ph}$ zerlegbar ist; die Wattkomponente wird wieder in einen Nutzwiderstand $\mathfrak{Z}_n$ zerfallen, der der abgestrahlten Leistung entspricht, und einen Dämpfungswiderstand $\mathfrak{Z}_d$, der den Verlusten in der Antenne entspricht.

Somit erscheinen in dem zu betrachtenden Ein-Koordinatensystem die Scheinwiderstände $\mathfrak{Z}_i$ und $\mathfrak{Z}$ hintereinander geschaltet. Der in Gleichung (9b) auftretende Scheinwiderstand $\mathfrak{W}$ ist demnach gleich $\mathfrak{Z}_i + \mathfrak{Z}$ zu setzen, und $\mathfrak{W}_n = \mathfrak{Z}_n$. Demnach lautet diese Formel für den Empfang einer Quasi-Dipol-Welle mit dem elektrischen Feldvektor in Richtung t, (und unter Einführung von $S_a{}^t = K_a{}^t/R^2$) folgendermaßen:

$$J_a/\sqrt{S_a{}^t} = 4\lambda/\sqrt{\Omega^t}\sqrt{\frac{\mathfrak{Z}_n/2}{|\mathfrak{Z}+\mathfrak{Z}_i|^2}}. \qquad (14)$$

Um die Verhältnisse beim Empfang einer beliebigen Quasi-Dipol-Welle vollständig übersehen zu können, ist es also nur nötig, außer dem Scheinwiderstand $\mathfrak{Z}_i$ des angeschalteten Kreises, die Sendekonzentration $1/\Omega^t$ für die betreffende Richtung und Polarisation zu kennen und ferner den gesamten Strahlungs-, Dämpfungs- und Phasenwiderstand der Antenne bei Sendung. Damit ist für die überwiegende Zahl der in der Praxis vorkommenden Fälle die Theorie der Empfangsantenne auf die Theorie der Sendeantenne zurückgeführt.

Das Verhältnis der in der Wattkomponente Z_i des Empfangskreiswiderstandes absorbierten Energie zu der pro Oberflächeneinheit zugestrahlten Energie ist nach der Rüdenbergschen Definition die Absorptionsfläche F der Antenne. Aus (14) erhalten wir:

$$F = \frac{{}^1/_2 J_a{}^2 Z_i}{S_a} = 2/\Omega^t \frac{4\,\mathfrak{Z}_n Z_i}{|\mathfrak{Z}+\mathfrak{Z}_i|^2}{}^{19)}. \qquad (15)$$

Setzt man hier für $1/\Omega^t$ den Wert $^3/_8\,\pi$ ein, der sich für den in § 22 betrachteten Fall ergibt, so wird der erste Faktor der rechten Seite gleich $^3/_2\,\pi$; und wenn man, entsprechend den Rüdenbergschen Annahmen,

$$\mathfrak{Z}_{ph} + \mathfrak{Z}_{iph} = \omega L\left(1-\frac{\omega_0{}^2}{\omega^2}\right),\ \mathfrak{Z}_n = S\omega^2$$

(S Faktor der Strahlungsdämpfung) setzt, so erkennt man, daß (15) in die Rüdenbergsche Empfangsformel (34) (a. a. O., S. 465) übergeht. Es ist anzunehmen, daß die durch (15) gegebene Verallgemeinerung dieser Formel auf beliebige Antennen für gewisse Berechnungen der Radiotechnik erwünscht sein wird.

8. Auf die Verhältnisse an der Erdoberfläche sind die bisher gefundenen Sätze nur dann direkt übertragbar, wenn der Erdboden absolut leitend angenommen werden kann und wenn die betrachteten elektromagnetischen Vorgänge derart sind, daß sie sich durch Spiegelung an der Erdoberfläche zu einem im freien Dielektrikum möglichen Vorgang ergänzen. Die zweite Voraussetzung beschränkt uns hier auf den allerdings wichtigsten Fall einer horizontalen Fortpflanzungsrichtung der ankommenden Welle. Unter $K_a{}^t$ und $S_a{}^t$ ist dann die Intensität der ankommenden Welle zu verstehen, wie sie in Anwesenheit des Erdbodens, aber in Abwesenheit der Empfangsantenne, an der Stelle der Empfangsantenne vorhanden sein würde. Was die Bestimmung von $\mathfrak{Z}$, $\mathfrak{Z}_i$ und Ω^t betrifft, so ist es vielleicht am übersichtlichsten, wenn man in Gedanken durchweg mit der symmetrisch ergänzten freien Antenne operiert; da die Grenzbedingung besteht, daß an dem Verbindungspunkt der Schaltung mit der Erde keine Spannungsschwankungen auftreten dürfen, hat man hierbei nicht nur die Antenne, sondern auch die zugefügten Schaltelemente und den angeschlossenen Stromkreis symmetrisch zu ergänzen. Sind $\overline{\mathfrak{Z}}$ und $\overline{\mathfrak{Z}}_i$ $(= 2\,\mathfrak{Z}_i)$ die Scheinwiderstände dieses Gebildes, so liefert Formel (14) mit diesen Widerständen $\overline{\mathfrak{Z}}$ und $\overline{\mathfrak{Z}}_i$, den richtigen Empfangsstrom für die wirkliche Antenne. Ω^t ist dabei, wie in dem berechneten Beispiel, für die (verdoppelte) freie Antenne zu berechnen. Bei der Berechnung der absorbierten Energie ist in (15) jedoch im Zähler nur Z_i nicht $\overline{Z}_i$ zu setzen, da ja der wirkliche Empfangsstrom nur in dem wirklichen Widerstand Z_i Arbeit leistet.

In Anwendung auf die Dipol-Antenne mit idealem Wirkungsgrad $(\mathfrak{Z}_i = \mathfrak{Z}_n,\ Z_i = \mathfrak{Z}_n/2,\ \overline{\mathfrak{Z}} = \mathfrak{Z}_n;\ \Omega^t = {}^3/_8\,\pi)$ wird nach (15) $F = {}^1/_2 \cdot {}^3/_8\,\pi\,\lambda^2$, also gleich dem halben Empfangsareal der idealen freien Dipol-Antenne, wie es sein muß.

Wie sind nun aber die Fälle zu behandeln, in denen der Erdboden als unvollkommener Leiter oder vorwiegend als nichtleitendes Dielektrikum wirkt? Wir unterscheiden hier zwei verschiedene Behandlungsarten.

Bei der ersten wird vorausgesetzt, daß die zu empfangene Welle mit einer, wenn auch noch so geringen Neigung, schräg von oben auf die Erdoberfläche aufzutreffen scheint. Diese Annahme entspricht nach neuerer Ansicht den wirklichen Verhältnissen in etwas größerer Entfernung vom Sender, da die Fortpflanzung der Wellen überwiegend

[19]) Da F vom gewählten elektrischen Maßsystem unabhängig ist, kann $\mathfrak{Z}$ und $\mathfrak{Z}_i$ hier ohne weiteres in technischen Einheiten gerechnet werden.



in der gut leitenden Heaviside-Schicht der oberen Atmosphäre vor sich zu gehen scheint und die Erde in größerer Entfernung nur von schräg abgebeugten Wellen getroffen wird. Ebenso ist diese Voraussetzung bei Sendung vom Flugzeug aus erfüllt.

Falls man die zu empfangende Welle in genügender Entfernung vom Erdboden (durch Sendung oder Abbeugung) entstanden annehmen kann, kann man ihr eine Primärintensität zuschreiben (und durch Berechnung oder durch Messung in größeren Höhen feststellen), welche von den Eigenschaften sowohl des Empfangssystems wie des Erdbodens in dessen Umgebung unabhängig ist. Diese Welle denke man sich bis zum Ort der Empfangsantenne in der Weise fortgepflanzt, als ob die Erde und die Antenne nicht da wäre. Dann wird man, wenn die untere Atmosphäre als nicht leitend anzunehmen ist, in den meisten Fällen in dieser Welle eine Quasi-Dipol-Welle mit einem scheinbaren Ausganspunkt B' vor sich haben und auf die Intensität K_a' bzw. S_a' dieser Welle alle Empfangsberechnungen des Tiefempfangsgesetzes beziehen können. Zum Beispiel werden die Gleichungen (14) und (15) ohne weiteres anwendbar sein. $\mathfrak{Z}$ und Ω' sind jedoch jetzt aus den Strahlungseigenschaften der wirklichen auf dem schlecht leitenden Erdboden errichteten Antenne zu berechnen; sowohl die Leitfähigkeit als die Dielektrizitätskonstante des Erdbodens geht in diese Größen ein. Soweit im Erdboden merklicher Energieverbrauch stattfindet, und infolgedessen die Einteilung von $\mathfrak{Z}_w$ in $\mathfrak{Z}_n$ und $\mathfrak{Z}_d$ zweifelhaft sein kann, wird es hierbei zweckmäßig sein, das in (14) und (15) auftretende Verhältnis $\mathfrak{Z}_n / \Omega'$ durch einen entsprechenden Ausdruck aus einer der Formulierungen des Tiefempfangsgesetzes zu ersetzen, die der ursprünglichen Ableitung näher liegen, z. B. durch $K_e' / J_e^2/2$ (§ 4), einen Ausdruck, der, wenn die Sendeeigenschaften der Antenne für die Richtung und Polarisation der zu empfangenden Welle bekannt sind, ohne weiteres gegeben ist. In Fällen, wo die Voraussetzungen des Fernempfangs nicht erfüllt sind, kann man auch noch weiter auf die Gleichungen (3a) und (3) des § 3 zurückgehen, die zunächst durch Bestimmung von F_a die Empfangs-EMK im Antennenkreise liefern, aus der sich aber, bei bekannten Gesamtwerten von $\mathfrak{Z}$ und $\mathfrak{Z}_i$, die Ströme und Spannungen im angeschlossenen Kreise berechnen lassen.

Ist die Intensität K_a' für die nichtleitende untere Atmosphäre gegeben, während der scheinbare Ursprungsort der Quasi-Dipol-Welle in der Heaviside-Schicht liegt, so hat man natürlich bei der Sendeberechnung mit einem idealisierten System zu arbeiten, in dem die Dielektrikumseigenschaften der unteren Atmosphäre bis in beliebige Höhen fortgesetzt gedacht werden.

Es ist anzunehmen, daß mit der hier skizzierten Methode z. B. die strenge Theorie des Empfangs mit der geknickten Marconi-Antenne gegeben werden kann, bei der die unvollkommene Leitfähigkeit des Erdbodens eine maßgebende Rolle spielt, da die Theorie des entsprechenden Senders (unter etwas idealisierten Voraussetzungen) exakt durchgeführt worden ist [20]).

9. Ein anderes Verfahren muß benutzt werden, wenn eine freie Quasi-Dipolwelle, auf die die Vorgänge am Empfänger zurückgeführt werden können, überhaupt nicht direkt durch Messung oder Rechnung zugänglich ist. In solchen Fällen wird man sich fragen, ob vielleicht der Sender (etwa ein dem Erdboden nahes Flugzeug oder eine auf der Erde errichtete Antenne) in seinen Wirkungen, die er auf den Empfänger ausübt, durch einen wirklichen unendlich kleinen Dipol ersetzt werden kann, der in der Gegend der mehr oder weniger idealisierten Sendestelle (unter Fortlassung der wirklichen Antennenanlage, jedoch unter Beibehaltung der allgemeinen Eigenschaften des Erdbodens und der Atmosphäre) wirksam gedacht wird. Ist eine solche Substitution möglich, so kann das Tiefempfangsgesetz in folgender Weise angewandt werden. Als primäre auffallende Intensität K_a' bezw. S_a' wird diejenige Intensität gewählt, die der betreffende Ersatzdipol in der Gegend der Empfangsapparatur hervorrufen würde, wenn er, mit gegebener Stromamplitude, in einem Medium wirkte, in dem weder die Erde noch die Leitfähigkeit der Atmosphäre vorhanden wäre, sondern entweder reines Vakuum oder ein homogenes Dielektrikum. Alles, was nun in Wirklichkeit die Intensität an der Empfangsstelle modifiziert, also Erde, leitende Atmosphäre und Empfangsapparatur, wird zur „wirksamen Umgebung" des Empfangsapparates gerechnet. Es wird dann die Feldstärke berechnet, die die Empfangsantenne bei Sendung mit einer gewissen Stromstärke am Ort [21]) des Ersatz-Sendedipoles hervorgerufen würde; diese Feldstärke wird von den Eigenschaften der Erde und der Atmosphäre bis zum Sendepunkt hin abhängig sein. Ist diese Berechnung gelungen, so kann man die Empfangseigenschaften des betreffenden Antennengebildes mit Hilfe des Tiefempfangsgesetzes in der Form (3) oder (3a) ermitteln.

Es kann jedoch auch sein, daß die zu empfangende Welle von der Sendestation oder von einer zwischenliegenden Stelle aus wesentlich durch ein Leitungsnetz (z. B. der Überlandzentralen) aufgenommen und bis in die Nähe des Empfängers geleitet wird. Befindet sich der Empfänger noch direkt in der Sphäre dieser Art von gebundener Fortpflanzung, so findet natürlich das Tiefempfangsgesetz keine Anwendung; liegt die Station jedoch in größerer Entfernung von einem Kopfpunkt eines solchen Netzes, so kann u. U. in der Nähe dieses Kopfpunktes wieder ein Ersatzdipol angenommen werden, der die Ausbreitung der Wellen in der weiteren Umgebung in derselben Weise darstellt wie es vorhin für die Sendeantenne selbst angenommen wurde. Ist für diese sekundäre Emission die freie Intensität K_a' am Ort der Empfangsantenne bestimmbar, so kann der Empfang der Station mit Hilfe von (3) oder (3a) auf ihre Sendeeigenschaften zurückgeführt werden; unter $\mathfrak{E}'$ ist dann die Feldstärke zu verstehen, die am Ort des Ersatzdipols, der wieder im freien Medium liegen muß, auftreten würde.

10. Kehren wir zu den besser übersehbaren Fällen der vorangehenden Paragraphen zurück, so ist es wohl keineswegs als Nachteil der besprochenen Methode zu betrachten, daß über die Verteilung der elektromotorischen Kräfte und der Ströme im Antennengebilde bei Sendung und Empfang nichts Näheres bekannt zu sein braucht, sondern daß es genügt, die summarischen Größen $\mathfrak{Z}$ und $\mathfrak{Z}_i$ zu kennen. Wünscht man jedoch nähere Einsicht in die Verteilung des elektrischen Feldes in der Nähe der Antenne beim Empfang einer Quasi-Dipolwelle zu gewinnen, so läßt sich auch diese Frage auf die Lösung von Emissionsproblemen zurückführen.

---

[20]) H. v. Hoerschelmann, Diss. München, 1911.

[21]) Dieser Ort muß in dem homogenen Dielektrikum liegen, für das K_a' bestimmt wurde. Für eine auf der Oberfläche eines leitenden Mediums errichtete Antenne ist es mir allerdings nicht gelungen, ein einfaches Ersatzschema durch einen im homogenen Medium schwingenden Dipol zu finden. Ich möchte also die Anwendbarkeit des Tiefempfangsgesetzes auf die in diesem Paragraphen behandelten Fälle nicht ohne Vorbehalt behaupten. Vielleicht ist es zweckmäßiger, hier eine andere Anwendung des Reziprozitätstheorems zu benutzen, in der als Strahler B von vornherein ein in der Grenzfläche zweier Medien schwingender Dipol auftritt.



Um von den variablen Eigenschaften des angeschlossenen Kreises unabhängig zu sein, denke man sich die Verbindung der Antenne zur Empfangsapparatur unterbrochen, $\mathfrak{Z}_i$ unendlich groß. Dann tastet man das Feld in der Antenne und in ihrer Umgebung mit Hilfe von unendlich kleinen Dipolen ab, die man einerseits mit der Geschwindigkeitsamplitude $U_e = \frac{\omega \mathfrak{P}_e}{e}$ senden läßt, andererseits im Felde der ankommenden, durch die Empfangsantenne und Erde modifizierten, Welle unbeweglich festhält. Mit Hilfe von Gl. (3 a) kann man dann die Empfangskraft eines solchen Dipols aus seiner Emissionsfeldstärke $\mathfrak{E}^t$ für den scheinbaren Ausgangspunkt der Quasi-Dipolwelle berechnen; diese Empfangskraft ist aber nichts anderes als die mit der Ladung des beweglichen Dipolteils multiplizierte in der Richtung $\mathfrak{p}$ der Dipolachse gemessene Empfangsfeldstärke $\mathfrak{E}_a{}^p$, die durch die ankommende Quasi-Dipolwelle in oder vor der Antenne hervorgerufen wird. Nach Fortheben von e erhält man:

$$\mathfrak{E}_a{}^p / \sqrt{K_a{}^t} = \lambda \frac{\sqrt{\frac{2 q \varepsilon_0}{\pi}}\, \mathfrak{E}^t}{\omega \mathfrak{P}_e}. \tag{16}$$

$\mathfrak{E}^t$ ist hierbei die Sendefeldstärke des mit der Änderungsamplitude $\omega \mathfrak{P}$ seines Momentes in Richtung $\mathfrak{p}$ schwingenden Dipols, gemessen im Punkt B' in Richtung der elektrischen Feldvektorrichtung der empfangenen Quasi-Dipolwelle. Man sieht also, daß die elektrische Empfangsfeldstärke in der Nähe der Empfangsantenne (und allgemein an irgend einer Stelle des Systems in dem durch die Quasi-Dipolwelle hervorgerufenen Felde) nach Größe und Richtung durch eine entsprechende Zahl von Emissionsuntersuchungen bestimmbar ist [22]).

Um von dem so bestimmten „Leerlauffelde" der Antenne zu dem Antennen-Empfangsstrom bei beliebigem angeschlossenem Stromkreise zu gelangen, hat man noch die sekundären Ladungsverschiebungen zu untersuchen, die in dem früher definierten System ($\mathfrak{Z}$, $\mathfrak{Z}_i$) eintreten, wenn in diesem System die an den Klemmen der Antenne angreifende Leerlaufspannung als elektromotorische Kraft wirksam ist.

11. Zur vollständigen Bestimmung des Empfangsvorganges gehört noch die Bestimmung des magnetischen Feldes [23]). Ist das elektrische Empfangsfeld in seinem raumzeitlichen Verlauf bekannt, so kann das magnetische Feld einfach aus den Maxwellschen Gleichungen bestimmt werden, und zwar, wegen des periodischen Charakters der behandelten Vorgänge, ohne unbestimmt bleibende Konstanten.

In manchen Fällen wird jedoch das magnetische Feld am Empfangsort ein direkteres Interesse haben als das elektrische. Dann wird man das Empfangsfeld einfach mit einem magnetischen anstatt einem elektrischen Dipol abtasten, und aus Gl. (3 b) direkt die magnetische Induktion in der Richtung der Achse des magnetischen Dipols bestimmen können. Sei $\mathfrak{m}$ die Achsenrichtung des magnetischen Dipols, der als unendlich kleine ebene Stromschleife von der Fläche σ vorgestellt werde. Als „Geschwindigkeit" in diesem Einkoordinatensystem betrachten wir den in der Schleife fließenden Strom; dann ist die „Kraft" f gleich der in der Stromschleife wirkenden EMK.

Bei Empfang ist:

$$\mathfrak{f}_a = \frac{1}{c} \cdot \sigma \frac{d \mathfrak{b}_a{}^m}{dt} \; ^{24)}$$

also

$$F_a = \omega / c \cdot \mathfrak{B}_a{}^m \cdot \sigma = \omega / c \cdot \mu \mathfrak{H}_a{}^m \cdot \sigma$$

(μ reversible Permeabilität an der untersuchten Stelle). Ist, bei Sendung, J_e die Stromamplitude in der Stromschleife, so spezialisiert sich demnach (3 a) zu:

$$\mathfrak{H}_a{}^m \sigma / \sqrt{K_a{}^t} = \frac{\lambda \sqrt{2 q \varepsilon_0 / \pi}\, \mathfrak{E}^t}{\omega \mu J_e / c \cdot \sigma} = \frac{\lambda \sqrt{2 q \varepsilon_0 / \pi}\, \mathfrak{E}^t}{\omega \mathfrak{M}_e} \tag{17}$$

($\mathfrak{M}_e = \mu J_e / c \sigma$ Amplitude des wahren Moments des magnetischen Dipols).

Es ist also $\mathfrak{H}_a{}^m$ bei gegebener Quasi-Dipolwelle (mit der Intensität $K_a{}^t$) an jedem Ort und für jede Richtung bestimmbar, wenn die elektrische Feldstärke in der durch die Empfangswelle bestimmten Richtung $\mathfrak{t}$ im scheinbaren Ausgangspunkt B' der Quasi-Dipolwelle feststellbar ist, welche von einem magnetischen Dipol erzeugt wird, der in dem untersuchten Punkt mit der Achsenrichtung $\mathfrak{m}$ und der Änderungsamplitude des magnetischen Momentes $\omega \mathfrak{M}_e$ emittiert.

12. Zur Vervollständigung der elektromagnetischen Tiefempfangsbeziehungen ist es noch nötig, zu zeigen, daß schon an Stelle der in den Gleichungen (7), (3) und (3 a) des § 3 auftretenden elektrischen Feldstärke eine magnetische Feldstärke und an Stelle der elektrischen Quasi-Dipolwelle die Welle eines magnetischen Dipols hätte verwendet werden können. In der Tat gestalten sich die Betrachtungen des § 3 ganz analog, wenn man den Empfangsapparat A mit seinen Bestimmungsgrößen U und F beibehält, jedoch an Stelle von B einen unendlich kleinen periodisch schwingenden magnetischen Dipol einführt. Als Geschwindigkeit V_e der Gleichung (2) fungiert dann die Stromamplitude in der Stromschleife des Dipols, $J_e = \frac{c}{\mu_0} \cdot \frac{\mathfrak{M}}{\sigma}$ [25]); als Amplitude der Empfangskraft G_a tritt, wenn $\mathfrak{s}'$ die Richtung der magnetischen Achse ist, die Größe $\omega \mu_0 \mathfrak{H}^{s'} \sigma / c$ auf. Aus (2) erhält man also, mit kleiner Umformung:

$$F_a / \omega \mathfrak{M} = \mathfrak{H}^{s'} / U_e \tag{7 a}$$

Für die von dem magnetischen Dipol ausgesandte freie Welle in einer Richtung, die den Winkel ϑ' mit der Achse bildet, ergibt sich, entsprechend wie beim elektrischen Dipol:

$$K_a{}' = \pi / 2 q \mu_0 \frac{\omega^2 \mathfrak{M}^2 \sin^2 \vartheta'}{\lambda^2}$$

[22]) Auch die Bestimmung der Phase, auf die wir bei den meisten unserer Betrachtungen kein Gewicht zu legen brauchten, die hier aber von Bedeutung wird, ist bei diesem Verfahren möglich, wenn man die Phasenaussagen des Reziprozitätstheorems zu Hilfe nimmt und das Verhältnis $\mathfrak{E}^t / \omega \mathfrak{P}_e$ für jede Dipolemission auch der Phase nach bestimmt.

[23]) Die nun folgenden Zusätze sind durch die parallele Behandlung elektrischer und magnetischer Dipole in der in Anm. [3]) zitierten Sommerfeld'schen Arbeit angeregt. Überhaupt zeigen die Formeln der §§ 10—12 eine engere Verwandschaft mit den Sommerfeld-Pfrang-Lorentz'schen Reziprozitätsformeln als die sonstigen hier abgeleiteten Beziehungen. Als Unterschied wolle man im Auge behalten, daß die Empfangsaussagen bei uns stets auf die Intensität der auftreffenden Welle, nicht auf die Sendetätigkeit eines fernen Dipols bezogen werden; dadurch erst tritt der „Tiefempfangscharakter" aller dieser Gesetzmäßigkeiten zutage. Ferner sind unsere elektrischen und magnetischen Empfangsdipole hier nicht Repräsentanten einer wirklichen Empfangsanlage, sondern es sind „Tastdipole", die das Feld, das sich unter dem Einfluß einer auftreffenden Quasi-Dipolwelle in der Nähe einer beliebig großen in beliebig leitende Medien erstreckten Empfangsantenne ausbildet, abtasten sollen.

[24]) $\mathfrak{b}_a{}^m$ Momentanwert der im Empfangsfeld an der Taststelle herrschenden magnetischen Induktion in Richtung $\mathfrak{m}$, $\mathfrak{B}_a{}^m$ Amplitude dieser Größe.

[25]) μ_0 ist hier die Permeabilität des in § 8 eingeführten freien Mediums. Meistens wird man μ_0 gleich 1 setzen können.



Daraus folgen, mit denselben Bedeutungen und Einschränkungen wie in § 3, die magnetischen Tiefempfangsbeziehungen:

$$F_a / \sqrt{K_a{}^{t'}} = \lambda \frac{\sqrt{2q\,\mu_0/\pi}\,\mathfrak{H}^{s'}/\sin\vartheta'}{U_e} \tag{3'}$$

$$F_a / \sqrt{K_a{}^{t'}} = \lambda \frac{\sqrt{2q\,\mu_0/\pi}\,\mathfrak{H}^{t'}}{U_e} \tag{3a'}$$

t' bedeutet hierbei die auf der Richtung AB' senkrechte Richtung, in der die ankommende magnetische Quasi-Dipolwelle ihren magnetischen Vektor hat, also die Polarisationsrichtung dieser Welle.

Bei Fernempfang ist eine auftreffende elektrische Quasi-Dipolwelle bekanntlich identisch mit der Quasi-Dipolwelle eines magnetischen Dipols, dessen Achsenrichtung senkrecht zu der des elektrischen Dipols und senkrecht zu der Strahlrichtung steht. Durch Vergleich von (3a) und (3a') ergibt sich also, daß, bei Fernemission von A aus, im Punkt B' die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}^{t'}$ in der zu t senkrechten Richtung t' mit der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}^{t}$ in der Beziehung stehen muß:

$$\sqrt{\mu_0}\,\mathfrak{H}^{t'} = \sqrt{\varepsilon_0}\,\mathfrak{E}^{t}$$

Diese Beziehung ist bekanntlich für Wellen, die in einem homogenen isotropen Medium, in größerer Entfernung von ihrem Ausgangspunkt, fortschreiten, in der Tat erfüllt.

Wegen der faktischen Übereinstimmung der Beziehungen (3 a) und (3 a') unter den diesen Gleichungen zugrunde liegenden Voraussetzungen ist es selbstverständlich, daß die weiteren Gleichungen (4) bis (6), die die elektrische oder magnetische Entstehung der Quasi-Dipolwelle nicht mehr enthalten, ebenso gut aus (3 a') wie aus (3 a) hätten abgeleitet werden können; durch die direkte Rechnung wird das bestätigt. Die Art des Empfangsapparates ist natürlich unabhängig von der Verwendung der elektrischen oder magnetischen Betrachtungsweise gegeben; nur fordert die elektrische Auffassung der ankommenden Welle die Bestimmung eines elektrischen Vektors des Emissionsfeldes, die magnetische die Bestimmung eines magnetischen Feldvektors. Verschiedenheiten treten nur dann auf, wenn es sich um Nahempfang wirklicher elektrischer oder magnetischer Dipolwellen handelt, in denen an Stelle von (4) bis (6) die weniger eingeschränkten Gleichungen (3a) oder (3a') verwendet werden müssen.

Endlich können noch die Beziehungen hingeschrieben werden, die sich in Analogie zu (16) ergeben, wenn man das magnetische Empfangsfeld wie in § 11 mit magnetischen Dipolen abtastet und dabei die magnetischen, nicht die elektrischen Emissionseigenschaften dieser magnetischen Probedipole zugrunde zu legen wünscht. Wir erhalten in formaler Analogie zu (16):

$$\mathfrak{H}_a{}^m / \sqrt{K_a{}^{t'}} = \lambda \frac{\sqrt{2q\,\mu_0/\pi}\,\mathfrak{H}^{t'}}{\omega\,\mathfrak{M}_e} \tag{18}$$

Hierbei bedeutet t' wieder die Polarisationsrichtung der magnetischen Dipolwelle, als welche die auftreffende freie Welle aufgefaßt werden kann. Eine Bestätigung dieser Beziehung erhalten wir durch Anwendung von Gl. (3a') auf einen magnetischen Probedipol der Achsenrichtung m als Empfänger; wegen $F_a = \omega/c \cdot \mu\,\mathfrak{H}_a{}^m\,\sigma$, $U_e = J_e = \frac{c}{\sigma\,\omega\,\mu}\,\mathfrak{M}_e$ folgt ohne weiteres Gleichung (18). Eine 3. Ableitung ergibt sich aus (17), indem man $\mathfrak{E}^{t} = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}\,\mathfrak{H}^{t'}$ sowie $K_a{}^{t} = K_a{}^{t'}$ setzt.

13. Zum Schluß noch eine Bemerkung allgemeiner Art. Wir haben uns sowohl im I. Abschnitt wie hier bei der Besprechung speziellerer Probleme auf den Fall des Auftreffens von Wellen beschränkt, die, soweit sie für den Aufnahmevorgang in Frage kommen, durch Emission eines (elektrischen oder magnetischen) Dipols mit im Raum fester Achsenrichtung entstanden gedacht werden können; das bedeutet aber, bei Fernempfang, Beschränkung auf l i n e a r p o l a r i s i e r t e W e l l e n. Wie ist nun der allgemeinere Fall des Empfangs einer z i r k u l a r o d e r e l l i p t i s c h p o l a r i s i e r t e n freien Welle zu behandeln?

Da man eine elliptisch polarisierte Welle immer als Synthese zweier linear polarisierter Wellen mit bestimmter Phasenverschiebung ansehen kann, ist die Behandlung auch dieses allgemeineren Falles durch die Empfangsbeziehungen für linear polarisierte Wellen unmittelbar gegeben. Wir denken uns die auftreffende elliptisch polarisierte Welle der Winkelintensität K_a speziell in zwei in der Phase um 90° gegeneinander verschobene linear polarisierte Wellen mit den elektrischen Feldvektorrichtungen t_1 und t_2 zerlegt; diese zu einander senkrechten Richtungen sind durch die Achsen der Polarisationsellipse der auftreffenden Welle gegeben. Die Winkelintensität der Wellen 1 und 2 sei $K_a{}^{t_1}$ und $K_a{}^{t_2}$; es gilt $K_a = K_a{}^{t_1} + K_a{}^{t_2}$. Bezeichnen wir nun die Amplituden der Empfangskräfte, die von diesen beiden Wellen hervorgerufen werden, mit F_{a1} und F_{a2}, so ist die im ganzen durch das Auftreffen der Welle erzeugte Empfangskraft F_a offenbar durch geometrische Addition von F_{a1} und F_{a2} zu gewinnen. Der Absolutbetrag von F_{a1} und F_{a2} im Verhältnis zu $K_a{}^{t_1}$ und $K_a{}^{t_2}$ ist z. B. durch Gleichung 3a ohne weiteres gegeben, bzw. auf die Sendeeigenschaften des Empfangsapparates zurückgeführt; es handelt sich also nur noch um die Bestimmung der gegenseitigen Phasenverschiebung von F_{a1} und F_{a2}. Hier sind nun die Phasenaussagen des Rayleighschen Theorems zu Hilfe zu nehmen, aus denen hervorgeht, daß bei gleicher Phase der Wellen 1 und 2 die Phasenverschiebung von F_{a1} gegen F_{a2} entgegengesetzt gleich sein würde der Phasenverschiebung Θ zwischen den Komponenten $\mathfrak{E}^{t_2}$ und $\mathfrak{E}^{t_1}$ der Emissionsfeldstärke in den Richtungen t_1 und t_2. Da nun aber F_{a2} gegen F_{a1} um 90° verschoben ist (die Richtung t_2 sei so gewählt, daß die Verschiebung + 90° beträgt), so bildet F_{a2} und F_{a1} den Winkel $\varphi = \pi/2 - \Theta$. Als Resultat findet man schließlich ein Tiefempfangsgesetz folgender Form (in Analogie zu (5)):

$$F_a / \sqrt{K_a} = 4\lambda/R \cdot \varkappa \cdot \sqrt{K_e} / U_e \tag{5a}$$

Hierbei ist K_a und K_e die Gesamtintensität (pro Winkeleinheit) der auftreffenden und (in Richtung r) emittierten Welle; $\varkappa$ ist ein Faktor, der mit den relativen Intensitäten

$$K_a{}^{t_1}/K_a = \varkappa_{a_1},\quad K_a{}^{t_2}/K_a = \varkappa_{a_2},\quad K_a{}^{t_1}/K_e = \varkappa_{e_1}$$
$$\text{und } K_e{}^{t_2}/K_e = \varkappa_{e_2}$$

sowie dem Phasenwinkel Θ zwischen den Komponenten

$$\mathfrak{E}^{t_1} \text{ und } \mathfrak{E}^{t_2} \text{ bzw. } K_e{}^{t_1} \text{ und } K_e{}^{t_2}$$

der Emissionswelle in Richtung r in folgender Weise zusammenhängt:

$$\varkappa^2 = \varkappa_{e_1}\varkappa_{a_1} + \varkappa_{e_2}\varkappa_{a_2} + 2\sin\Theta\sqrt{\varkappa_{a_1}\varkappa_{a_2}\varkappa_{e_1}\varkappa_{e_2}} \tag{19}$$

Man sieht, daß man von hier aus durch Spezialisierung auf $\varkappa_{a_2} = 0$ zu den Formeln für die linear polarisierte Welle zurückgelangt; andererseits kann man aus dieser Formel schließen, daß die Benutzung gleichsinnig zirkular ($\Theta = +\pi/2$, $\varkappa_{a_1} = \varkappa_{a_2}$, $\varkappa_{e_1} = \varkappa_{e_2}$) statt gleichsinnig linear polarisierter Sender und Empfänger eine Erhöhung der Selektivität gegenüber sonst auftreffenden günstigst linear polarisierten Wellen (gleicher Frequenz) im Verhältnis 2 : 1 ermöglicht. Gegenläufig zirkular polarisierte Wellen ($\Theta = -\pi/2$) dagegen werden im Empfänger ebenso ausgemerzt, wie bei der Dipolantenne linear polarisierte Wellen von zur Dipolachse senkrechter Feldrichtung.



Ich habe diese Ableitungen und Resultate in größter Kürze gegeben, da mir über die technische Verwendung elliptisch oder zirkular polarisierter Wellen in der Radiotechnik bisher noch nichts bekannt ist; insofern hierbei elektrische Feldstärken parallel zur Erdoberfläche auftreten müssen, käme eine Anwendung überdies nur für kurze Wellen in Frage.

Zusammenfassung.

Um den Zusammenhang zwischen Sende- und Empfangswirkung einer Antenne ohne nähere Beziehung auf die Art des zustrahlenden Gebildes angeben zu können, werden die Rayleighschen Reziprozitätsbeziehungen auf die Wechselwirkung der Antenne mit einem elektrischen Typenstrahler angewandt, durch dessen Wirksamkeit eine auf den Apparat auftreffende Quasi-Dipol-Welle entstanden gedacht werden kann. Es ergeben sich so Beziehungen zwischen den für die Empfangs- und Sendeeigenschaften des Apparates charakteristischen Größen, welche stets nach tieferen Frequenzen hin eine Zunahme des (in verschiedenster Weise definierten) Empfangsvermögens gegenüber dem Sendevermögen liefern, und zwar derart, daß das Empfangsvermögen energetisch proportional dem Wellenlängenquadrat, linear proportional der Wellenlänge gegenüber dem Sendevermögen nach tieferen Frequenzen hin zunimmt. Es wird gezeigt, wie diese „Tiefempfangsgesetze" bei einer Reihe von elektromagnetischen Strahlungsproblemen die Empfangswirkung in bequemster Weise auf die Sendewirkung zurückzuführen gestatten.

I. Wird von einem Luftleitergebilde eine rein periodische Quasi-Dipol-Welle empfangen, so läßt sich die Wirkung dieser Welle auf irgendeine innere „Koordinate" des Apparates zunächst durch eine an dieser Koordinate unter dem Einfluß der ankommenden Welle angreifende „Kraft" (Empfangskraft) ausdrücken. Das Tiefempfangsgesetz sagt hier aus, daß diese Empfangskraft zu der (linear gerechneten) Winkelintensität der auftreffenden Welle in einem Verhältnis steht, welches sich aus den Emissionseigenschaften des Apparates bei Sendeerregung der betreffenden Koordinate bestimmen läßt, und zwar so, daß dieses Empfangskraftverhältnis nach tiefen Frequenzen hin proportional der Wellenlänge gegenüber dem Emissions-Geschwindigkeitsverhältnis zunimmt. Letzteres ist definiert als Verhältnis der an dem scheinbaren Ausgangspunkt der Quasi-Dipol-Welle in Richtung der Dipolachse bei Emission erzeugten elektrischen Feldstärke oder linearen Strahlungsintensität zu der die Emission veranlassenden Geschwindigkeit (Stromamplitude) der betreffenden Koordinate (§ 2, 3, 8). Neue Formen des linearen Tiefempfangsgesetzes ergeben sich, wenn man die „Widerstände" einführt, die bei Empfang und Sendung der Bewegung der betreffenden „Koordinate" entgegenstehen; man gelangt so zu der Empfangsgeschwindigkeitsformulierung des Gesetzes, in welcher die Empfangsgeschwindigkeit (Empfangsstrom) und die Sendekraft (EMK) auftritt. Weitere Umformungen gestatten die Empfangskraft und Empfangsgeschwindigkeit bei gegebener Intensität der betreffenden Welle zu berechnen, wenn nichts bekannt ist als die Strahlungs- und sonstigen Widerstände für die betreffende Koordinate sowie die Richtungsverteilung der emittierten Strahlung (§ 4). Formal wesentlich einfacher ist jedoch die energetische Einkleidung des Tiefempfangsgesetzes, in der das energetische Absorptionsvermögen als Verhältnis der von der betreffenden Koordinate aufgenommene Leistung zur pro Winkel- oder Flächeneinheit zugestrahlte Leistung definiert wird, während das Emissionsvermögen auf eine maximal bei gegebener Kraftamplitude von der betreffenden Koordinate an die Umgebung übertragbare Leistung bezogen wird. Es zeigt sich, daß hier das Absorptionsvermögen, wenn man es auf die pro Wellenlängenquadrat zugestrahlte Leistung bezieht, einfach gleich dem Emissionsvermögen für die Richtung der ankommenden Wellen (pro Winkeleinheit) wird. Aus der absoluten Begrenzung des totalen Emissionsvermögens auf den Wert 1 folgt für das Absorptionsvermögen auf diese Weise ebenfalls eine obere Grenze, die nur noch von der Richtwirkung des Apparates bei Sendung abhängt und einen mit dem Quadrat der Wellenlänge zunehmenden Gang zeigt (§ 5).

II. Auf die Sende- und Empfangseigenschaften beliebiger elektrischer Antennen angewandt, ergeben die energetischen Tiefempfangsbeziehungen zunächst eine absolute obere Grenze für den Empfangswirkungsgrad von Antennen. In Verallgemeinerung des Gesetzes von Rüdenberg wird gezeigt, daß das maximale Empfangsareal einer (beliebig kleinen oder großen) Antenne für eine aus bestimmter Richtung auftreffende Quasi-Dipol-Welle gleich dem Wellenlängenquadrat, multipliziert mit einem die Senderichtwirkung der Antenne enthaltenden Faktor (für die betreffende Richtung) ist. Es läßt sich nicht nur die Empfangsrichtwirkung, sondern auch die absolute Empfangsgüte durch Benutzung von Richteffekten verbessern (§ 6). Weiter wird die Bestimmung der Empfangswirkung bei beliebiger Variation der an die Antenne angeschlossenen Stromkreise auf die Bestimmung gewisser Widerstandsgrößen und Senderichteffekte zurückgeführt (§ 7). Die Frage der Wirkung des Erdbodens bei guter und beliebig schlechter Leitung wird diskutiert (§ 8, 9). Die Bestimmung der lokalen Empfangsfeldstärken im Felde einer Quasi-Dipol-Welle wird auf die Untersuchung der Emissionswirkung von Tastdipolen zurückgeführt, mit denen das Feld abgetastet wird (§ 10). Im Anschluß an neuere Arbeiten von A. Sommerfeld und seinen Schülern werden auch magnetische Dipole als Typensendungs- und Tastorgane herangezogen (§ 11, 12). Endlich wird eine Formulierung des Tiefempfangsgesetzes auch für zirkulare oder elliptische Polarisation der auftreffenden Welle gegeben; einige Selektivitätseigenschaften zirkular polarisiert empfangender Antennen werden besprochen (§ 13).

(Eingegangen am 21. 2. 1926.)

Richtcharakteristiken von Antennenkombinationen.

Von **A. Esau.**

Die drahtlose Empfangstechnik ist in den letzten Jahren mehr und mehr dazu übergegangen, gerichtete Antennen zu verwenden, weil sie das bisher wirksamste Mittel gegen die atmosphärischen Störungen darstellen. Das ihnen innewohnende Ausscheidungsvermögen von fremden Störwellen, was gleichbedeutend ist mit einer Erhöhung der Störungsfreiheit der Empfangsapparatur, ist erst in zweiter Linie für ihre Einführung in die Technik maßgebend gewesen, da die notwendige Selektion auf andere Weise leicht hergestellt werden kann, beispielsweise durch Dämpfungsreduktion der Abstimmkreise sowie durch hoch- und niederfrequente Siebkreise.

Auf diesem Wege ist die Technik aber bei den einfachen Formen — V- und Rahmenantennen — nicht stehengeblieben, sondern in dem Bestreben, die Richtschärfe der Anordnung weiter und weiter zu erhöhen, zu Kombinationen von zwei oder mehreren schon an sich gerichteten Antennen gekommen, die, wie mehrjährige Betriebserfahrungen gezeigt haben, in noch weit höherem Maße eine Schwächung der Luftstörungen bewirken.

Die Lösung der Aufgabe, Antennenkombinationen mit einer möglichst großen Richtschärfe auf rein experimentellem Wege zu finden, würde nicht nur außerordentlich kostspielig gewesen sein wegen des zur Aufstellung der räumlich getrennten Antennen notwendigen Terrains und der Überführung der Hochfrequenzenergie von den Antennen zum Empfänger mittels Erdkabels, sondern auch zeitraubend, weil eine Reihe von vornherein nicht zu übersehenden Faktoren (Abstand der Fußpunkte, Wellenlänge usw.) auf den Verlauf der Charakteristik von großem Einfluß sind.

Aus diesen Gründen bleibt also nur die Rechnung übrig, die unter Berücksichtigung aller in Betracht kommenden Faktoren mit einfachen Mitteln durchgeführt werden kann und die Charakteristik in jedem Falle zu bestimmen gestattet.

Die vorliegende Arbeit hat deshalb zum Gegenstand die Aufstellung einer allgemeinen Formel für die Richtcharakteristik einer Kombination von zwei Antennen, die selbst entweder beide gerichtet oder ungerichtet sein können, oder aber von denen die eine gerichtet, die andere nicht gerichtet ist. In der sich dabei ergebenden Gleichung sind eine Reihe spezieller Fälle enthalten, von denen einige bereits früher von Braun, Zenneck und anderen einzeln behandelt worden sind. Infolge der in neuerer Zeit beobachteten Fehlern bei drahtlosen Anordnungen zur Richtungsbestimmung, die in vielen Fällen durch das Vorhandensein geneigt einfallender Wellen verursacht sein dürften, hat es sich als notwendig erwiesen, die Gleichung der Charakteristik nicht nur auf die Horizontalebene zu beschränken, sondern sie für einen mit beliebiger Neigung einfallenden Strahl zu entwickeln. Dieser Fall ist von besonderer praktischer Bedeutung, wenn es sich um den Empfang oder die Peilung von Flugzeugen handelt, der in einer besonderen Arbeit demnächst behandelt werden soll.

Da ferner, besonders bei kürzeren Wellen, unter dem Einfluß der Atmosphäre Änderungen der Lage der Polarisationsebene der Wellen beobachtet worden sind, so ist bei der Ableitung der allgemeinen Gleichung auch dieser Faktor und seine Einwirkung auf den Verlauf der Charakteristik mit berücksichtigt worden.

Vorausgesetzt werden zwei Antennen A_1 und A_2 im Abstand d von einander (Fig. 1), deren verschieden angenommene Charakteristiken in Polarkoordinaten dargestellt werden sollen durch die Beziehungen

$$r_1 = f(\alpha, \beta, \gamma) \text{ bzw. } r_2 = g(\alpha, \beta, \gamma)$$

α bedeutet hierin den Winkel, den die einfallende Welle in der Horizontalebene mit der Verbindungslinie der Antennenfußpunkte bildet, β den Neigungswinkel gegen diese Ebene und γ den Winkel, um den die Polarisationsebene aus der normalen Lage herausgedreht ist.

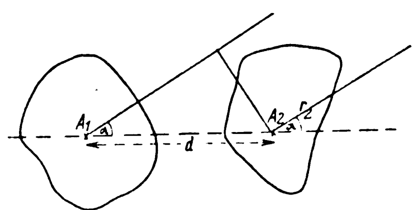


Fig. 1. (Horizontalebene.)

Bezeichnet man ferner die Wellenlänge mit λ, entsprechend einer Kreisfrequenz ω und die vorhandene Phasendifferenz mit φ, so erhält man als Charakteristik der Kombination beider

$$r = r_1 + r_2 = f(\alpha, \beta, \gamma) \sin \omega t + g(\alpha, \beta, \gamma) \sin(\omega t + \varphi)$$

oder nach einigen Umformungen unter Weglassung der für die folgenden Betrachtungen belanglosen Sinusfunktionen

$$r = \sqrt{(f-g)^2 + 4 f \cdot g \cos^2 \frac{\varphi}{2}}$$

wobei zur Abkürzung an Stelle von $f(\alpha, \beta, \gamma)$ und $g(\alpha, \beta, \gamma)$ die Ausdrücke f und g gesetzt worden sind.

Die Phasendifferenz φ läßt sich in zwei Teile φ_1 und φ_2 zerlegen, von denen der erste die durch die räumliche Trennung der beiden Antennen hervorgerufene Differenz darstellt und im folgenden als „natürliche Phasendifferenz" bezeichnet werden soll. Der andere φ_2 bedeutet eine auf künstlichem Wege hinzugefügte Phasenverschiebung, deren Betrag beliebig gewählt werden kann und die „Kunstphase" genannt werden soll.

Nach Einführung der neuen Bezeichnungen geht die obige Gleichung über in die folgende

$$r = \sqrt{(f-g)^2 + 4 f \cdot g \cos^2 \left(\frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right)}$$

Da man praktisch zusätzliche Phasenverschiebungen am bequemsten in Beträgen von 0 und 180° herstellen kann, so sollen nur diese beiden Werte $\varphi_2 = 0$ und $\varphi_2 = 180°$ in Betracht gezogen werden.

Für $\varphi_2 = 0$ lautet die Gleichung der Charakteristik der Kombination

$$r = \sqrt{(f-g)^2 + 4 f \cdot g \cos^2 \frac{\varphi_1}{2}} \quad (1a)$$

bzw. für $\varphi_2 = 180°$

$$r = \sqrt{(f-g)^2 + 4 f \cdot g \sin^2 \frac{\varphi_1}{2}} \quad (1b)$$

Die „natürliche Phasendifferenz" φ_1 ist abhängig von λ, d, α und β und läßt sich, wie leicht nachgewiesen werden kann, darstellen durch

$$\varphi_1 = \frac{2\pi d}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta$$

Setzt man diesen Ausdruck in die Gleichungen 1a und 1b ein, so erhält man

$$r = \sqrt{(f-g)^2 + 4f\cdot g \cos^2\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)} \text{ bzw.} \quad (2a)$$

$$r = \sqrt{(f-g)^2 + 4f\cdot g \sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)} \quad (2b)$$

Verläuft der Strahl nur in der Horizontalebene, ist also $\beta = 0$, so gehen die obigen Gleichungen über in die folgenden:

$$r = \sqrt{(f-g)^2 + 4f\cdot g \cos^2\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha\right)} \quad (3a)$$

$$r = \sqrt{(f-g)^2 + 4f\cdot g \sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha\right)} \quad (3b)$$

In dieser ganz allgemein gültigen Formel sind eine Reihe praktisch wichtiger Spezialfälle enthalten, die im folgenden näher betrachtet werden sollen.

A) $f = g$ (gleiche Charakteristiken).

Setzt man, wie es praktisch vielfach der Fall ist, zwei gleiche Antennenformen voraus, so gehen die Gleichungen 2a und 2b über in die folgenden:

$$r = 2f \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right) \text{ bzw.} \quad (4a)$$

$$r = 2f \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right) \quad (4b)$$

Über die bisher noch ganz willkürlich gewählte Funktion $f = f(\alpha, \beta, \gamma)$ sollen jetzt bestimmte Annnahmen gemacht und die dabei herauskommenden Charakteristiken näher untersucht werden.

Im einfachsten Fall besteht die Kombination aus zwei ungerichteten Antennen, beispielsweise geradlinig hochgeführten Drähten. Die Charakteristik jeder einzelnen läßt sich, wie in einer demnächst erscheinenden Arbeit gezeigt werden wird, darstellen durch den Ausdruck

$$r = f(\alpha, \beta, \gamma) = a \cos\beta \cos\gamma$$

wo a der Maximalwert des Radiusvektors für $\beta = 0$ und $\gamma = 0$ ist.

I. Kombination zweier ungerichteter Antennen.

Die Gleichung der Charakteristik lautet für diesen Fall unter der Voraussetzung, daß eine zusätzliche Kunstphase von 180° eingeführt wird

$$r = 2a \cos\beta \cos\gamma \sin\left(\frac{\pi}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right) \quad (5b)$$

1. $\gamma = 0$; $\beta = 0$; $\alpha \gtrless 0$.

Setzt man $\beta = 0$ und $\gamma = 0$, d. h. nimmt man den Strahl als normal polarisiert und in der Horizontalebene verlaufend an, so erhält man die bekannte Formel

$$r = 2a \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha\right)$$

die zwei sich berührende, nahezu kreisförmige Figuren liefert und bei kleinem Argument übergeht in die folgende

$$r = \frac{2a\pi d}{\lambda} \cos\alpha = C \cos\alpha.$$

Die Charakteristik zweier offenen (ungerichteten) Antennen, deren Abstand klein ist gegenüber der Wellenlänge, besteht in der Horizontalebene aus zwei sich berührenden Kreisen. Sie ist die gleiche wie die einer Rahmenantenne.

Für die Praxis hat diese Kombination keine sehr erhebliche Bedeutung, da man insbesondere für Empfangszwecke die gleiche Charakteristik viel einfacher mit der Rahmenantenne erzielen kann, die außerdem den weiteren Vorteil besitzt, daß sie drehbar und nicht an eine feste Standlinie gebunden ist.

2. $\gamma = 0$; $\alpha = 0$; $\beta \gtrless 0$
(Normal polarisierte, von oben in Richtung der Standlinie einfallende Welle.)

Die Gleichung der Charakteristik ist

$$r = 2a \cos\beta \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\beta\right)$$

Die maximale Intensität tritt auf bei $\beta = 0$ und einem Verhältnis $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$. Je steiler der Strahl einfällt, um so geringer wird die Empfangswirkung der Kombination.

Mit kleiner werdendem Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ wird die Charakteristik schärfer, wie aus der Tabelle hervorgeht, in der für verschiedene Werte $\frac{d}{\lambda}$ die zugehörigen als Maß für die Richtschärfe dienenden Verhältnisse $\frac{r_\beta}{r_{\beta=0}}$ eingetragen sind.

	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$	$\frac{d}{\lambda} << \frac{1}{4}$ $\left(r = \frac{2a\pi d}{\lambda} \cos^2\beta\right)$
$\frac{r_{\beta=30^\circ}}{r_{\beta=0}}$	0,85	0,77	0,76
$\frac{r_{\beta=60^\circ}}{r_{\beta=0^\circ}}$	0,36	0,27	0,25

Da für Werte $\frac{d}{\lambda} < \frac{1}{4}$ die Zunahme der Richtfähigkeit nur gering ist, hat es praktisch keinen Zweck, jenen Wert zu unterschreiten, und zwar auch aus Rücksicht auf die Abnahme der Empfangsintensität, die vom Maximalwert $2a$ bei $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ abnimmt, bis $1{,}4\,a$ bei $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$ und darüber hinaus auf a bei $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{6}$.

3. $\gamma = 0$; $\alpha = 90^\circ$; $\beta \gtrless 0$
(Normal polarisierte, von oben senkrecht zur Standlinie einfallende Welle.)

Die allgemeine Gleichung 5b geht in diesem Falle über in

$$r = 0,$$

d. h. senkrecht zur Verbindungslinie der Antennenfußpunkte einfallende, normal polarisierte Wellen rufen in der Anordnung keinerlei Empfangswirkung hervor, gleichgültig, ob sie horizontal oder geneigt verlaufen.

4. $\gamma = 0$; $\alpha \gtrless 0$; $\beta \gtrless 0$;
(Normal polarisierte, unter beliebigem Winkel einfallende Welle.)

Die Gleichung der Charakteristik nimmt hier die Form an

$$r = 2a \cos\beta \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)$$

Vergleicht man die für verschiedene β-Werte sich hieraus ergebenden Charakteristiken miteinander, so ergibt sich, daß mit wachsender Neigung (Zunahme von β) des einfallenden Strahles einerseits eine Verschärfung der Richtwirkung eintritt und gleichzeitig eine Abnahme der Maximalamplitude

von r s. Fig. 2). Für senkrecht auftreffende Wellen ($\beta = 90^\circ$) wird die Empfangsintensität Null.

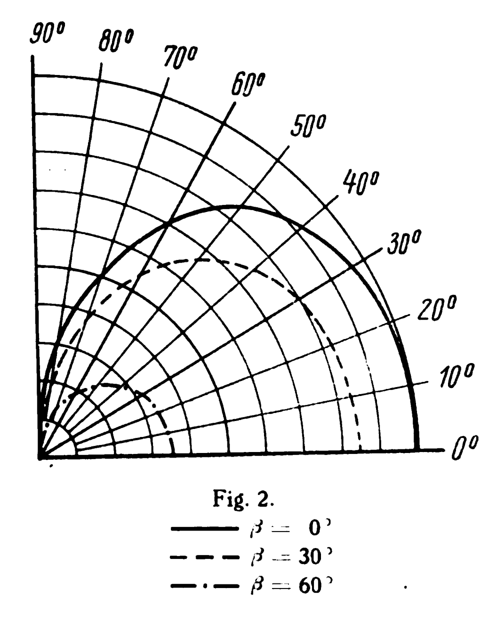


Fig. 2.

——— $\beta = 0^\circ$
– – – $\beta = 30^\circ$
—·— $\beta = 60^\circ$

Es war bisher angenommen worden, daß die Polarisation der Welle normal, d. h. $\gamma = 0$ sein sollte.

Dreht sich aber die Polarisationsebene aus irgendwelchen Ursachen — solche Drehungen sind insbesondere bei kürzeren Wellen häufig beobachtbar —, so wird notgedrungen eine Änderung der Form der Charakteristik eintreten müssen.

5. $\gamma = 90^\circ$; $\alpha \gtrless 0$; $\beta \gtrless 0$
(Unter beliebigem Winkel einfallende Welle, deren Polarisationsebene um 90° gedreht ist.)

Die Gleichung 5b lautet hier

$$r = 0.$$

Parallel- oder Breitenstellung.

Bisher war angenommen worden, daß die Haupteinfallsrichtung der Welle ($\alpha = 0$) zusammenfiel mit der Verbindungslinie der Antennenfußpunkte und daß außerdem eine zusätzliche Phasendifferenz von 180° eingeführt werden sollte.

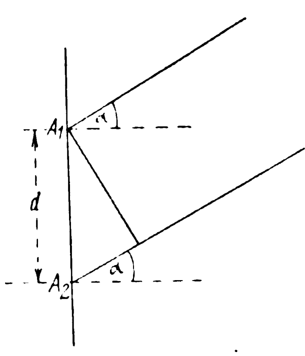


Fig. 3.

Wählt man aber die Aufstellung der beiden Antennen derart (s. Fig. 3), daß die Haupteinfallsrichtung $\alpha = 0$ senkrecht zur Standlinie verläuft und läßt man die Kunstphase fort, so erhält man als Gleichung der Charakteristik

$$r = 2a \cos\beta \cos\gamma \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin\alpha \cos\beta\right)$$

die sich von der allgemeinen Gleichung (5b) durch das Auftreten des Kosinus an Stelle des Sinus unterscheidet und außerdem noch durch eine Vertauschung von $\cos\alpha$ durch $\sin\alpha$ im Argument.

1. $\gamma = 0$; $\beta = 0$; $\alpha \gtrless 0$
(Normal polarisierte, in der Horizontalebene einfallende Welle.)

Unter diesen Voraussetzungen geht die obige Gleichung über in die folgende:

$$r = 2a \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin\alpha\right)$$

Die Charakteristik wird dargestellt durch zwei sich berührende annähernd kreisförmige Figuren. Der Maximalwert von r tritt ein für $\alpha = 0$. Für $\alpha = 90^\circ$ wird die Empfangswirkung ein Minimum, das in ein absolutes Null übergeht, wenn $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ ist. Will man also für einen Einfallswinkel $\alpha = 90^\circ$ keinerlei Empfangswirkung haben, so muß der Abstand der Antennen gleich der halben Wellenlänge gemacht werden.

Um einen Vergleich der Charakteristiken für die Serien- und Parallelstellung zu haben, sind unter den gleichen Bedingungen $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ die Werte r nach beiden Gleichungen

$$r = 2a \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha\right) \quad \text{und} \quad r = 2a \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin\alpha\right)$$

berechnet und in die folgende Tabelle eingetragen worden.

$$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$$

	Serienstellung		Parallelstellung
$\alpha = 0^\circ$	$r = 2{,}00\,a$	$\alpha = 0^\circ$	$r = 2{,}00\,a$
15°	$1{,}997\,a$	15°	$1{,}84\,a$
30°	$1{,}96\,a$	30°	$1{,}41\,a$
45°	$1{,}79\,a$	45°	$0{,}89\,a$
60°	$1{,}41\,a$	60°	$0{,}42\,a$
75°	$0{,}79\,a$	75°	$0{,}11\,a$
90°	$0{,}00\,a$	90°	$0{,}00\,a$
$\frac{r_{\alpha=30^\circ}}{r_{\alpha=0^\circ}}$	0,98		0,71
$\frac{r_{\alpha=60^\circ}}{r_{\alpha=0^\circ}}$	0,71		0,21
$\frac{r_{\alpha=75}}{r_{\alpha=0}}$	0,40		0,06

Aus Tabelle und Figur (Fig. 4) ersieht man, daß in bezug auf die Richtschärfe die Parallelstellung der Antennen der Serienstellung sehr erheblich überlegen ist, und zwar kommt diese Überlegenheit um so stärker zum Ausdruck, je größer der Einfallswinkel α wird.

Die erreichbare Maximalintensität ist dabei in beiden Fällen die gleiche.

Wollte man in der Serienstellung, deren Richtschärfe von dem Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ abhängt, eine etwa gleich gute Richtwirkung erzielen, so müßte man dem $\frac{d}{\lambda}$ einen Wert von $\frac{1}{12}$ geben. Die maximale Empfangswirkung ($\alpha = 0$) würde in diesem Falle allerdings nur etwa $\frac{1}{4}$ von der bei der Parallelstellung erzielbaren betragen.

Wählt man bei der Parallelstellung $\frac{d}{\lambda}$ nicht genau gleich $\frac{1}{2}$, so wird für einen Einfallswinkel $\alpha = 90^0$ nicht ein absolutes Null vorhanden sein. So wird beispielsweise für $\frac{d}{\lambda} = \frac{4}{9}$ und $\alpha = 90^0$ $r = 0{,}35\,a$ anstatt 0 bei $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$.

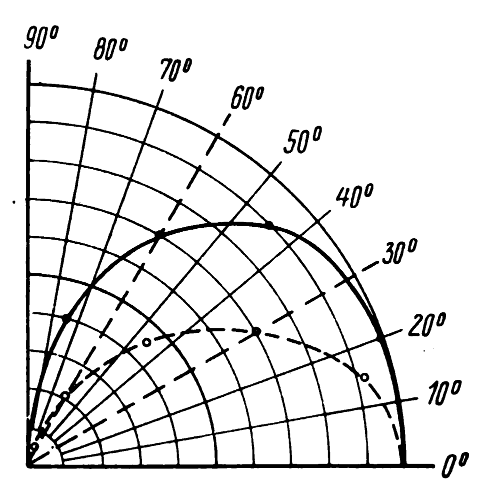


Fig. 4.

—— $r = 2a \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha\right)$

– – – $r = 2a \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin\alpha\right)$

2. $\gamma = 0^0$; $\alpha = 0^0$; $\beta \gtrless 0$
(Normal polarisierter in der Vertikalebene liegender Strahl.)

Die Gleichung der Charakteristik lautet in diesem Falle

$$r = 2a \cos\beta$$

d. h. sie besteht aus zwei sich berührenden Kreisen und ist unabhängig von dem Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$.

Vergleicht man hiermit die bei der Serienstellung gefundene Gleichung

$$r = 2a \cos\beta \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\beta\right)$$

so ergibt sich, daß die letztere, umgekehrt wie in der Horizontalebene, richtschärfer ist als die bei der Parallelstellung, und zwar um so ausgesprochener, je steiler der Einfall und je kleiner das Verhältnis $\frac{\text{Abstand}}{\text{Wellenlänge}}$ wird. Das Verhältnis der beiden Stellungen eigentümlichen Richtschärfen ist gegeben durch den Ausdruck

$$\eta = \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\beta\right)$$

3. $\gamma = 0$; $\alpha \gtrless 0$; $\beta \gtrless 0$
(Normal polarisierte, unter beliebigem Winkel einfallende Welle.)

Die Gleichung der Charakteristik nimmt die Form an

$$r = 2a \cos\beta \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin\alpha \cos\beta\right)$$

Auch hier ergeben sich gewisse Unterschiede in der Richtschärfe gegenüber der Serienstellung. Das Verhältnis beider wird

$$\eta = \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)}{\cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin\alpha \cos\beta\right)}$$

also abhängig sowohl von dem Einfallswinkel als auch dem Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$. Für $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ und $\alpha = \beta = 45^0$ ergibt sich beispielsweise $\eta = 1$; $\alpha = 30^0$, $\beta = 30^0$ entspricht $\eta = 1{,}2$ und $\alpha = 30^0$, $\beta = 60^0$, $\eta = 0{,}58$.

Daraus folgt, daß für gewisse α-, β-Werte die Richtschärfe der einen Anordnung kleiner, gleich oder größer als die der anderen werden kann.

4. γ beliebig, $\alpha \gtrless 0$; $\beta \gtrless 0$
(Beliebig einfallender und polarisierter Strahl.)

Die Gleichung der Charakteristik lautet

$$r = 2a \cos\beta \cos\gamma \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin\alpha \cos\beta\right)$$

Vergleicht man sie mit der für eine normale Lage der Polarisationsebene gefundenen ($\gamma = 0$)

$$r = 2a \cos\beta \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin\alpha \cos\beta\right)$$

so ergibt sich, daß der Einfluß der Drehung der Polarisationsebene darin besteht, die Amplituden r entsprechend dem Kosinus des Drehwinkels zu verkleinern.

Zusammenfassung des ersten Teiles.

Die Kombination zweier ungerichteten Antennen kann auf zweierlei Arten ausgeführt werden. Entweder wählt man die Aufstellung so, daß die Haupteinfallsrichtung der Wellen mit der Verbindungslinie der Antennenfußpunkte zusammenfällt (Serienstellung) oder aber senkrecht dazu liegt (Parallel- oder Breitenstellung).

Bei der ersteren wird der natürlichen, durch das Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ gegebenen Phasendifferenz eine Kunstphase von 180^0 hinzugefügt, die bei der letzteren in Wegfall kommt.

Die Schärfe der Charakteristik ist für horizontal einfallende Wellen bei der Parallelstellung erheblich größer als bei der in Reihe, wobei allerdings die Bedingung zu beachten ist, daß für erstere das Verhältnis $\frac{\text{Antennenabstand}}{\text{Wellenlänge}}$ gleich ½ sein muß, wenn die Empfangswirkung für $\alpha = 90^0$ absolut Null sein soll. Für geneigt einfallende Wellen ($\beta \gtrless 0$) ist umgekehrt die Richtschärfe der Charakteristik für Serienstellung im allgemeinen schärfer als die der Parallelstellung entsprechenden.

Der Einfluß einer Drehung der Polarisationsebene der Wellen macht sich dahin geltend, daß die Empfangswirkung um so mehr abnimmt, je größer der Drehungswinkel wird.

Was die Anwendung dieser Anordnung in der Praxis betrifft, so ist sie nach dem Aufkommen der einfacheren und vor allen Dingen drehbaren Rahmenantenne, deren Charakteristik wenigstens für die Horizontalebene die gleiche, deren Standlinie variabel ist und immer in die Richtung auf die sendende Station gebracht werden kann (Rahmendrehung), mehr und mehr in den Hintergrund gedrängt worden.

Ihr gegenüber hat sie nur den einen Vorteil, daß die Empfangsintensitäten größer gemacht werden können als beim drehbaren Rahmen, der aber durch die Anwendungsmöglichkeit von Hochfrequenzverstärkung an Bedeutung erheblich verloren hat.

II. Kombination zweier gerichteten Antennen (Rahmen).

Kombiniert man zwei Rahmenantennen, deren Charakteristiken gleich und von der Form

$$r = f = a\,(\cos\alpha \cos\gamma + \sin\alpha \sin\beta \sin\gamma)$$

sind, so erhält man als Gleichung für die Kombination beider, eine Kunstphase von 180° hinzugefügt,

$$r = 2a (\cos\alpha \cos\gamma + \sin\alpha \sin\beta \sin\gamma) \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right) \quad (6\,b)$$

Hierbei ist angenommen worden, daß die Ebenen der beiden Rahmen in die Verbindungslinie der Antennenstandorte fallen. Diese Stellung soll zum Unterschied gegen eine andere, weiter unten zu behandelnde, als „Reihenstellung" bezeichnet werden.

1. $\gamma = 0$ (Normale Polarisation).

Die Gleichung 6b geht über in die folgende:

$$r = 2a \cos\alpha \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)$$

2. $\gamma = 0$; $\beta = 0$; $\alpha \gtrless 0$.

(Normal polarisierte Welle, die in der Horizontalebene verläuft).

Als Gleichung der Charakteristik ergibt sich

$$r = 2a \cos\alpha \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha\right)$$

Die Maximalamplitude von r tritt ein für den Einfallswinkel $\alpha = 0$ und im Verhältnis $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$.

Auch hier tritt ganz ähnlich wie bei der vorhin behandelten Kombination eine Verschärfung der Richtcharakteristik unter gleichzeitiger Amplitudenabnahme ein, wie aus der folgenden Tabelle hervorgeht.

	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$	$\frac{d}{\lambda} \ll \frac{1}{4}$ $\left(r = \frac{2a\pi d}{\lambda} \cos^2\alpha\right)$
$\frac{r_{\alpha=30^0}}{r_{\alpha=0}}$	0,85	0,77	0,75
$\frac{r_{\alpha=60^0}}{r_{\alpha=0^0}}$	0,36	0,27	0,25

3. $\gamma = 0$; $\alpha = 0$; $\beta \gtrless 0$

(Normal polarisierte Welle, die in der durch die Standlinie gehenden Vertikalebene verläuft).

Die Gleichung der Charakteristik lautet hier

$$r = 2a \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\beta\right)$$

Sie hat die Form zweier sich berührenden, annähernd kreisförmigen Figuren. Die Maximalamplitude wird erreicht für $\beta = 0$, während für $\beta = 90°$, d. h. senkrecht zur Horizontalebene einfallenden Strahl $r = 0$ wird.

Für kleines Argument erhält man zwei sich berührende Kreise nach der Gleichung

$$r = \frac{2a\pi d}{\lambda} \cos\beta.$$

4. $\gamma = 0$; $\alpha = 90°$; $\beta \gtrless 0$

(Normal polarisierte, senkrecht zur Standlinie geneigt einfallende Welle).

Die allgemeine Gleichung 6b liefert in diesem Falle den Wert

$$r = 0,$$

d. h. senkrecht zur Verbindungslinie der Antennenfußpunkte einfallende, normal polarisierte Wellen rufen keinerlei Empfangswirkung in der Anordnung hervor.

5. $\gamma = 0$; $\alpha \gtrless 0$; $\beta \gtrless 0$

(Normal polarisierte, unter beliebigem Einfalls- und Neigungswinkel ankommende Welle).

Unter diesen Voraussetzungen erhalten wir als Gleichung der Charakteristik

$$r = 2a \cos\alpha \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)$$

Die verschiedenen Werten von β entsprechenden Charakteristiken unterscheiden sich voneinander zunächst dadurch, daß die Maximalamplituden mit wachsendem Neigungswinkel immer kleiner werden bis zum Werte Null, der für $\beta = 90°$ eintritt.

Um zu untersuchen, ob auch die Schärfe der Charakteristik eine Änderung erfährt, bildet man den Quotienten

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{2a \cos\alpha_1 \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha_1 \cos\beta\right)}{2a \cos\alpha_2 \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha_2 \cos\beta\right)} = \frac{\cos\alpha_1}{\cos\alpha_2} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha_1 \cos\beta\right)}{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha_2 \cos\beta\right)}$$

Bezieht man die dem Werte α_1 entsprechende Amplitude auf die maximale, so wird, da hierfür $\alpha_2 = 0$ ist

$$\frac{r_1}{r_{max}} = \cos\alpha_1 \frac{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha_1 \cos\beta\right)}{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\beta\right)}$$

Die folgende Tabelle enthält eine Reihe von Werten des die Richtschärfe angebenden Quotienten $\frac{r_1}{r_{max}}$ in Abhängigkeit von α, $\frac{d}{\lambda}$ und β.

	$\beta = 0$		$\beta = 30^0$		$\beta = 60^0$		
	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$	$\frac{d}{\lambda} \ll \frac{1}{4}$
$\frac{r_{\alpha=30^0}}{r_{max}} =$	0,85	0,77	0,82	0,76	0,77	0,76	0,75
$\frac{r_{\alpha=60^0}}{r_{max}} =$	0,36	0,27	0,32	0,265	0,27	0,254	0,25

Die Schärfe der Richtcharakteristik hängt in erster Linie von α ab und zwar wächst sie mit abnehmendem Winkel. Sie nimmt zu mit kleiner werdendem $\frac{d}{\lambda}$ und, wenn auch in geringerem Maße, mit größer werdendem Einfallswinkel β.

Für kleines Argument geht die Formel über in

$$r = \frac{2a\pi d}{\lambda} \cos^2\alpha \cos\beta$$

und die Gleichung für $\frac{r_1}{r_{max}}$ wird dann

$$\frac{r_1}{r_{max}} = \cos^2\alpha_1$$

d. h. die Richtschärfe wird in diesem Falle unabhängig von $\frac{d}{\lambda}$ und dem Neigungswinkel β; sie hängt nur ab von dem Winkel α.

Vergleicht man die Charakteristik von zwei Rahmen mit der, die für 2 ungerichtete Antennen abgeleitet worden war, so erhält man für das Verhältnis der beiden Radiivektoren r_r und r_u

$$\frac{r_r}{r_u} = \frac{2a \cos\alpha \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)}{2a \cos\beta \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)} = \frac{\cos\alpha}{\cos\beta}$$

das unabhängig ist von dem Verhältnis $\frac{\text{Abstand}}{\text{Wellenlänge}}$ und nur abhängt von den Winkeln α und β.

In der Horizontalebene ($\beta=0$) ist die Kombination zweier Rahmen richtschärfer als die der Antennen, und zwar um so ausgesprochener, je größer der Winkel α wird.

Für in der Vertikalebene geneigt einfallende, normal polarisierte Wellen $\alpha = 0$ ist aber umgekehrt wie in der Horizontalebene die Richtcharakteristik der Antennenkombination schärfer als die der Rahmen, und zwar werden die Unterschiede um so größer, je steiler die Welle einfällt.

6. $\gamma = 90^0$; $\alpha \gtrless 0$; $\beta = 0$
(In der Horizontalebene einfallende Welle, deren Polarisationsebene um 90^0 gedreht ist.)

Die allgemeine Formel (6b) liefert unter diesen Annahmen für die Charakteristik den Ausdruck

$$r = 0,$$

d. h. die Anordnung ergibt keinerlei Empfangswirkung.

Das gleiche gilt auch für Strahlen, die unter beliebigem Neigungswinkel in der Vertikalebene $\alpha = 0$ verlaufen.

7. $\gamma = 90^0$; $\alpha \gtrless 0$; $\beta \gtrless 0$
(beliebig einfallende Welle).

Die Gleichung der Charakteristik lautet in diesem Falle

$$r = -2a \sin\alpha \sin\beta \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)$$

In der folgenden Tabelle sind eine Reihe von r-Werten zusammengestellt, die für verschiedene Winkel α, β berechnet worden sind, um den Verlauf der Charakteristiken zu ermitteln.

	$\beta = 15^0$	30^0	45^0	60^0	90^0
	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$
$\alpha = 0^0$	$r = 0{,}0\,a$	$r = 0{,}0\,a$	$r = 0{,}0\,a$	$r = 0{,}0\,a$	$r = 0{,}0\,a$
15^0	$0{,}13\,a$	$0{,}25\,a$	$0{,}32\,a$	$0{,}31\,a$	$0{,}0\,a$
30^0	$0{,}25\,a$	$0{,}46\,a$	$0{,}58\,a$	$0{,}54\,a$	$0{,}0\,a$
45^0	**0,32 a**	**0,58 a**	**0,71 a**	**0,65 a**	$0{,}0\,a$
60^0	$0{,}31\,a$	$0{,}55\,a$	$0{,}64\,a$	$0{,}58\,a$	$0{,}0\,a$
75^0	$0{,}19\,a$	$0{,}33\,a$	$0{,}39\,a$	$0{,}34\,a$	$0{,}0\,a$
90^0	$0{,}0\,a$	$0{,}0\,a$	$0{,}0\,a$	$0{,}0\,a$	$0{,}0\,a$

Aus der Tabelle geht hervor, daß ein Maximum der Empfangswirkung eintritt für einen Einfallswinkel α, der etwa bei 45^0 liegt. Die Größe des Maximums ist abhängig von dem Neigungswinkel β derart, daß bei $\beta = 45^0$ das System am stärksten anspricht.

Der Einfluß des Verhältnisses $\frac{d}{\lambda}$ auf die Lage des Maximums ist praktisch belanglos. Er macht sich aber geltend in bezug auf die Amplitude, und zwar nach der Richtung, daß mit kleiner werdendem $\frac{d}{\lambda}$ eine Abnahme erfolgt.

In der folgenden Figur (Fig. 5) ist der Verlauf der Charakteristik dargestellt in einer Vertikalebene, für die $\alpha = 45^0$ ist, als Funktion des Neigungswinkels β.

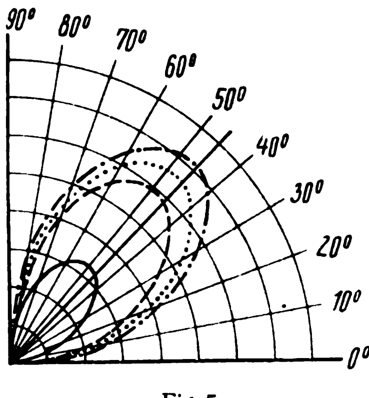


Fig. 5.

——— $\beta = 15^\circ$ —·— $\beta = 45^\circ$
– – – $\beta = 30^\circ$ $\beta = 60^\circ$

Vergleicht man auch hier wiederum die Rahmenkombination mit dem aus 2 ungerichteten Antennen bestehenden System, so ergeben sich charakteristische Unterschiede. Während bei letzterem für beliebige Winkel α und β unter der Annahme einer um 90^0 gedrehten Polarisationsebene keinerlei Empfangswirkung auftritt, liefert die erstere mit Ausnahme der Werte $\alpha = 0$ und 90^0, $\beta = 0$ und 90^0 eine Charakteristik, die für $\alpha = 45^0$ und $\beta = 45^0$, ein Maximum besitzt.

Wenn man daher auch bei einer solchen Drehung der Polarisationsebene empfangen will, so muß man auf die Kombination von Rahmenantennen zurückgreifen.

10. γ beliebig zwischen 0 und 90^0; $\alpha \gtrless 0$; $\beta \gtrless 0$.

Läßt man allgemein jeden Wert des Drehungswinkels γ zu, so steht für die Berechnung der Charakteristik die Gleichung (6b) zur Verfügung.

$$r = 2a\,(\cos\alpha \cos\gamma + \sin\alpha \sin\beta \sin\gamma) \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)$$

In der Horizontalebene ($\beta = 0$) erhält man als Gleichung

$$r = 2a \cos\alpha \cos\gamma \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos a\right)$$

d. h. die Charakteristik verläuft so, daß für den Einfallswinkel $\alpha = 0$ ein Maximum der Empfangsintensität eintritt, dessen Betrag mit größer werdender Drehung der Polarisationsebene abnimmt. Für senkrecht zur Standlinie einfallende Wellen ist unabhängig vom Drehwinkel γ immer ein absolutes Minimum vorhanden.

In der Vertikalebene ($\alpha = 0$) lautet die Gleichung der Charakteristik

$$r = 2a \cos\gamma \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\beta\right)$$

Die Drehung der Polarisationsebene bewirkt auch hier eine Abnahme der Amplitude von r.

Parallel- oder Breitenstellung der beiden Rahmen.

Die bisherigen Betrachtungen bezogen sich auf den Fall, daß die Ebenen der beiden Rahmen in der Verbindungslinie der Fußpunkte der Antennen fielen. Wählt man die Aufstellung aber so, daß die Rahmenebenen senkrecht zu jener Linie liegen, d. h. also parallel zur Haupteinfallsrichtung $\alpha = 0$, so werden die Gleichungen für die Charakteristiken der Kombination andere Formen annehmen, die im folgenden näher betrachtet werden sollen.



Die Charakteristik jeder Einzelantenne sei wieder

$$r = a\,(\cos\alpha\cos\gamma + \sin\beta\sin\gamma)$$

Kombiniert man beide in der neuen Aufstellung, so erhält man als Gleichung der Charakteristik

$$r = 2a\,(\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma)\cos\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\cos\beta\right)$$

Sie unterscheidet sich von der bisher betrachteten dadurch, daß keine Kunstphase hinzugefügt worden ist und daß in dem Phasenfaktor hier an Stelle von $\cos\alpha$ der Sinus steht.

1. $\gamma = 0;\ \beta = 0;\ \alpha \gtrless 0.$
(Normal polarisierte in der Horizontalebene verlaufende Welle.)

Die Gleichung der Charakteristik nimmt unter diesen Voraussetzungen die Form an

$$r = 2a\cos\alpha\cos\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\right)$$

Die folgende Tabelle enthält die für verschiedene α-Werte berechneten r-Werte, wobei $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ gesetzt worden ist und daneben die sich bei der Serienstellung unter denselben Bedingungen ergebenden Größen.

$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ (Parallel)		$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ (Serie)	
$\alpha = 0^0$	$r = 2{,}00\,a$	$\alpha = 0^0$	$r = 2{,}00\,a$
15^0	$1{,}77\,a$	15^0	$1{,}93\,a$
30^0	$1{,}23\,a$	30^0	$1{,}69\,a$
45^0	$0{,}63\,a$	45^0	$1{,}27\,a$
60^0	$0{,}21\,a$	60^0	$0{,}71\,a$
75^0	$0{,}028\,a$	75^0	$0{,}21\,a$
90^0	$0{,}00\,a$	90^0	$0{,}00\,a$
$\frac{r_{\alpha=30}}{r_{\alpha=0}} = 0{,}62$; $\frac{r_{\alpha=60}}{r_{\alpha=0}} = 0{,}11$	$\frac{r_{\alpha=75}}{r_{\alpha=0}} = 0{,}014$	$\frac{r_{\alpha=30}}{r_{\alpha=0}} = 0{,}85$; $\frac{r_{\alpha=60}}{r_{\alpha=0}} = 0{,}36$	$\frac{r_{\alpha=75}}{r_{\alpha=0}} = 0{,}105$

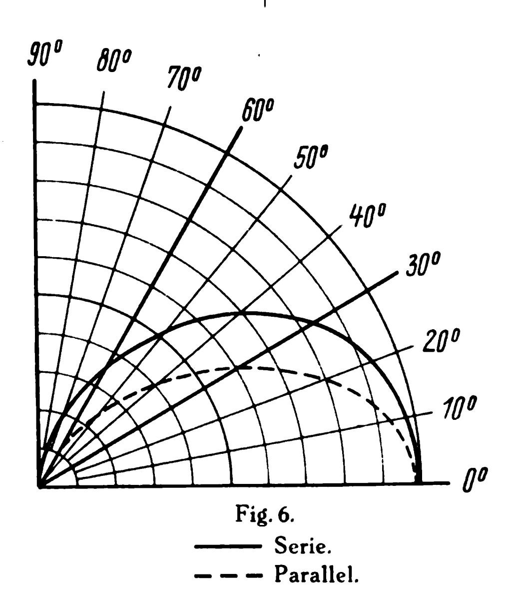


Fig. 6.
—— Serie.
– – – Parallel.

Der Vergleich der Charakteristiken in den beiden Empfangsstellungen (s. Figur 6) zeigt, daß die Schärfe bei der Parallelstellung erheblich größer ist als bei der Serienstellung, und zwar werden die Unterschiede um so beträchtlicher, je mehr sich der Einfallswinkel der Welle 90° nähert.

Die Maximalamplitude für $\alpha = 0$ ist in dem vorliegenden Fall immer gleich $2a$, unabhängig von dem Wert des Verhältnisses $\frac{d}{\lambda}$. Bei der Serienstellung wird jener Betrag aber nur erreicht für einen Wert $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$, während er für $\frac{d}{\lambda} < \frac{1}{2}$ mit dem Sinus abnimmt. Für senkrecht zu den Rahmenebenen einfallende Wellen ($\alpha = 90^0$) ist die Empfangswirkung der Anordnung in beiden Fällen Null.

Bei der Kombination zweier ungerichteter Antennen muß im Gegensatz zur Rahmenkombination das Verhältnis $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ sein, d. h. also nicht unabhängig vom $\frac{\text{Abstand}}{\text{Wellenlänge}}$, wenn senkrecht zur Standlinie einfallende Wellen keine Empfangswirkung hervorrufen sollen.

2. $\gamma = 0;\ \alpha = 0;\ \beta \gtrless 0.$
(Normal polarisierte in der Vertikalebene einfallende Wellen.)

Als Gleichung der Charakteristik ergibt sich

$$r = 2a,$$

d. h. für Wellen, die in der Vertikalebene $\alpha = 0$ einfallen, ist die Charakteristik ein Kreis mit dem Radius $2a$. Die Kombination zeigt hier also keinerlei Richtwirkung.

3. $\gamma = 0;\ \alpha = 90^0;\ \beta \gtrless 0.$
(Senkrecht zu den Rahmenebenen, beliebig gegen die Horizontalebene einfallende, normal polarisierte Welle.)

Die Gleichung der Charakteristik wird in diesem Falle

$$r = 0.$$

Wir erhalten unter diesen Annahmen keine Empfangswirkung in der Anordnung.

4. $\gamma = 0;\ \alpha \gtrless 0;\ \beta \gtrless 0.$
(Normal polarisierter, unter beliebigem Winkel einfallender Strahl.)

Die Gleichung der Charakteristik nimmt hier die Form an:

$$r = 2a\left\{\cos\alpha\cos\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\alpha\cos\beta\right)\right.$$

Die folgende Tabelle enthält die Werte von r, die aus dieser Gleichung als Funktionen von α und β berechnet worden sind, wobei $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ gesetzt worden ist.

	$\beta = 0^0$	15^0	30^0	60^0	90^0
$\alpha = 0^0$	$r = 2{,}00\,a$	$r = 2{,}00\,a$	$r = 2{,}00\,a$	$r = 2{,}00\,a$	$r = 2{,}00\,a$
30^0	$1{,}23\,a$	$1{,}27\,a$	$1{,}36\,a$	$1{,}60\,a$	$2{,}00\,a$
45^0	$0{,}63\,a$	$0{,}68\,a$	$0{,}81\,a$	$1{,}20\,a$	$2{,}00\,a$
60^0	$0{,}21\,a$	$0{,}25\,a$	$0{,}38\,a$	$0{,}78\,a$	$2{,}00\,a$
90^0	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$2{,}00\,a$
	$\frac{r_{\alpha=30}}{r_{\alpha=0}} = 0{,}62$	$0{,}64$	$0{,}68$	$0{,}80$	
	$\frac{r_{\alpha=60}}{r_{\alpha=0}} = 0{,}11$	$0{,}13$	$0{,}19$	$0{,}39$	

Die den verschiedenen Neigungswinkeln entsprechenden Charakteristiken bestehen aus zwei sich berührenden Krei-



sen, deren Maximalamplituden in allen Fällen gleich $2a$ sind. Die Schärfe der Charakteristik nimmt mit wachsendem Neigungswinkel ab.

5. $\gamma = 90^0$; $\beta = 0$; $\alpha \gtrless 0$.
(In der Horizontalebene einfallende Welle, deren Polarisationsebene um 90° gedreht ist.)

Die allgemeine Gleichung der Richtcharakteristik geht über in

$$r = 0.$$

Es tritt niemals eine Empfangswirkung in dem System auf.

6. $\gamma = 90^0$; $\alpha = 0$; $\beta \gtrless 0$.
(In der Vertikalebene einfallende Welle.)

$$r = 0.$$

Auch in diesem Falle bleibt die Anordnung von den einfallenden Wellen unbeeinflußt.

7. $\gamma = 90^0$; $\alpha \gtrless 0$; $\beta \gtrless 0$.
(Unter beliebigem Winkel einfallende Wellen.)

Wir erhalten als Gleichung der Charakteristik der Kombination

$$r = + 2a \sin \alpha \sin \beta \cos \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha \cos \beta \right)$$

Tabelle.

$$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$$

	$\beta = 15^0$	30^0	45^0	60^0	90^0
$\alpha = 0^0$	$r = 0{,}00\,a$	$r = 0{,}00\,a$	$r = 0{,}00\,a$	$r = 0{,}00\,a$	$r = 0{,}00\,a$
15^0	$0{,}13\,a$	$0{,}25\,a$	$0{,}35\,a$	$0{,}42\,a$	$0{,}48\,a$
30^0	**$0{,}19\,a$**	$0{,}39\,a$	$0{,}60\,a$	$0{,}80\,a$	$1{,}00\,a$
45^0	$0{,}18\,a$	**$0{,}40\,a$**	$0{,}71\,a$	$1{,}04\,a$	$1{,}42\,a$
60^0	$0{,}11\,a$	$0{,}33\,a$	**$1{,}00\,a$**	$1{,}17\,a$	$1{,}73\,a$
90^0	$0{,}028\,a$	$0{,}19\,a$	$0{,}63\,a$	**$1{,}23\,a$**	$2{,}00\,a$

Während für eine in der Horizontalebene einfallende Welle r für alle α-Werte gleich Null ist, tritt die Empfangswirkung ein, sobald der Wellenstrahl anfängt, geneigt aufzutreffen, und zwar erreicht sie für jeden Neigungswinkel ein Maximum, dessen Lage, charakterisiert durch die Größe des Winkels α, sich um so mehr zu hohen Werten verschiebt (bis maximal $\alpha = 90^0$), je steiler die Welle einfällt.

Die maximale Empfangswirkung wächst mit der Größe des Neigungswinkels und erreicht für $\beta = 90^0$ und $\alpha = 90^0$ den Wert $r = 2a$ (s. Fig. 7).

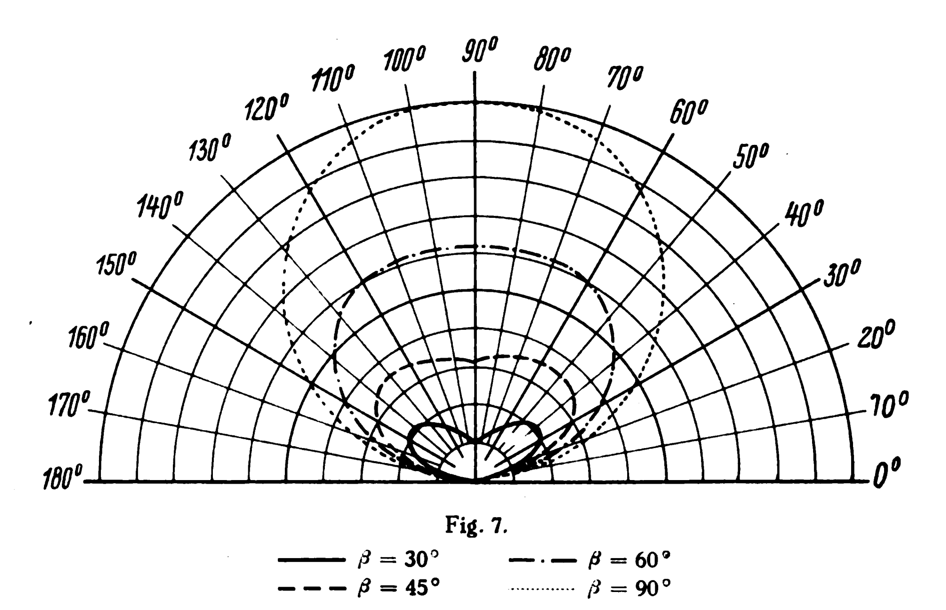


Fig. 7.

—— $\beta = 30^\circ$ — · — $\beta = 60^\circ$
– – – $\beta = 45^\circ$ .... $\beta = 90^\circ$

8. γ beliebig; $\alpha \gtrless 0$; $\beta = 0$.

Die Gleichung der Charakteristik lautet hier

$$r = 2a \cos \alpha \cos \gamma \cos \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha \right)$$

Eine Drehung der Polarisationsebene bewirkt eine Amplitudenverkleinerung proportional dem Cosinus des Drehwinkels.

9. γ beliebig; $\alpha = 0$; $\beta \gtrless 0$.

Die Charakteristik wird dargestellt durch die Gleichung:

$$r = 2a \cos \gamma.$$

Auch in diesem Falle nimmt die Amplitude der Empfangswirkung mit wachsender Drehung der Polarisationsebene ab.

10. γ beliebig; $\alpha = 90^0$; $\beta \gtrless 0$.

Aus der allgemeinen Gleichung der Charakteristik ergibt sich für diesen Spezialfall

$$r = + 2a \sin \beta \sin \gamma \cos \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \beta \right)$$

Eine Änderung der Empfangswirkung tritt auch hier ein. Während aber in den beiden vorhergehenden Fällen mit wachsender Drehung eine Abnahme der Beeinflussung vor sich ging, haben wir für einen senkrecht zu den Rahmenebenen geneigt einfallenden Strahl hier umgekehrt eine Zunahme bis zu einem Drehwinkel von 90°.

Zusammenfassung des zweiten Teiles.

In ganz ähnlicher Weise wie bei offenen Antennen kann auch die Kombination zweier Rahmenantennen auf zweierlei Arten ausgeführt werden:



Die Schärfe der Charakteristik ist bei der Kombination größer als bei der Einzelantenne. Sie ist ferner in der Parallelstellung günstiger als in der Serienstellung.

Im Gegensatz zu dem Verhalten zweier ungerichteter Antennen ist bei der Rahmenkombination in Parallelstellung die Einhaltung des Verhältnisses $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ nicht erforderlich. Für senkrecht zu den Rahmenebenen in der Horizontalebene einfallende Wellen verschwindet hier unter allen Umständen die Empfangswirkung.

Für geneigt einfallende Wellen nimmt die Schärfe der Charakteristik mit wachsendem Neigungswinkel ab.

Der Einfluß der Drehung der Polarisationsebene macht sich in der Weise geltend, daß mit wachsendem Drehwinkel eine Abnahme der Amplitude proportional mit dem Cosinus erfolgt.

Vergleicht man die Richtschärfen der Charakteristiken von zwei ungerichteten Antennen und zwei Rahmenantennen mit einander, so ergibt sich für horizontal einfallende Wellen eine Überlegenheit der Rahmen. Das umgekehrte Verhalten tritt ein, wenn es sich um normal polarisierte Wellen handelt, die in der Vertikalebene geneigt einfallen.

In dem besonderen Falle, wo die Polarisationsebene um 90° gedreht ist, erhält man ein Maximum der Empfangswirkung, wenn der einfallende Strahl mit der Verbindungslinie der Antennenfußpunkte (Serienstellung) einen Winkel von 45° bildet und gegen die Horizontalebene um 45° geneigt ist.

Unter der gleichen Annahme einer Drehung um 90° zeigt die Kombination zweier ungerichteten Antennen für beliebige α- und β-Werte keinerlei Empfangswirkung, wo hingegen bei der Rahmenkombination mit Ausnahme der Werte $\alpha = 0°$ und $90°$, $\beta = 0°$ und $90°$ stets ein Empfang möglich ist.

Trotz der größeren Richtschärfe hat auch diese Antennenkombination keinen Eingang in die Praxis gefunden. Die Gründe hierfür liegen zunächst wohl darin, daß, wie später gezeigt werden soll, durch Hinzunahme von zwei ungerichteten Antennen ohne Gefährdung der Bedienungseinfachheit und wesentliche Erhöhung der Anlagekosten eine noch viel günstigere Charakteristik erhalten werden kann.

In bezug auf die Kombination zweier ungerichteter Antennen hat man hier den praktisch ins Gewicht fallenden Vorteil, daß die beiden Rahmen sowohl in Serie als auch parallel gestellt werden können, ohne daß eine ungünstige Deformation der Charakteristik eintritt. Man hat damit die Möglichkeit, unter günstigen Richtbedingungen sowohl aus Winkelbereichen um die Standlinie herum als auch senkrecht zu ihr einfallende Wellen zu empfangen. In letzterem Falle hat man nur eine Drehung der Rahmen um 90° auszuführen.

Da die Zunahme der Richtwirkung des Systems mit abnehmendem Verhältnis $\frac{\text{Abstand}}{\text{Wellenlänge}}$ über den Wert $^1/_6$ hinaus nur gering ist, gleichzeitig aber bei der Serienstellung eine starke Abnahme der maximalen Empfangswirkung eintritt, empfiehlt es sich, die Anlage so zu wählen, daß das obige Verhältnis etwa zwischen $^1/_3$ und $^1/_6$ liegt.

In der Parallelstellung erhält man dagegen für alle Werte $\frac{d}{\lambda}$ stets den größtmöglichsten überhaupt erreichbaren Wert $r = 2a$, der bei der Serienstellung nur unter der Bedingung $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ möglich ist.

(Fortsetzung folgt.)

(Eingegangen am 7. 4. 26.)

Warum kehren sich die für den Lichtbogen gültigen Stabilitätsbedingungen bei Elektronenröhren um?[1]

Von **H. Barkhausen.**

1. Labile Zustände elektrischer Stromsysteme sind zuerst von W. Kaufmann[2]) theoretisch und experimentell untersucht und geklärt worden. Notwendige Bedingung dafür ist das Vorhandensein eines Leiters mit fallender Charakteristik: Spannung e und Strom i müssen bei einem Leiter derart voneinander abhängen, daß bei größerem Strom die dem Strom entgegenwirkende Spannung kleiner wird. Man kann das auch so ausdrücken, daß der sich den Stromänderungen widersetzende Widerstand $\frac{de}{di}$ des Leiters negativ sein muß. Labilität tritt immer ein, wenn

$$-\frac{de}{di} \geqq R_a,$$

d. h. wenn der negative Widerstand des Leiters größer als der äußere Widerstand R_a der Schaltung ist. Dabei ist R_a der Kombinationswiderstand des ganzen Stromsystems gegenüber einer an Stelle des Leiters mit fallender Charakteristik eingeschaltet gedachten EMK[3]). Bezüglich der Gleichstromstabilität kommt es bei der Bestimmung von R_a nur auf die Ohmschen Widerstände des Stromsystems an. Induktivitäten und Kapazitäten können bei der Berechnung von R_a ganz unberücksichtigt bleiben. Daneben gibt es aber noch eine oder mehrere Wechselstromstabilitäten, wenn das Stromsystem eine oder mehrere Eigenschwingungen besitzt. Für diese ist R_a die Wirkkomponente des Wechselstromwiderstandes, den das ganze Stromsystem gegenüber einer an Stelle des Leiters mit fallender Charakteristik eingeschaltet gedachten Wechselspannung von der Frequenz der Eigenschwingungen besitzt. Für die Schwingungsstabilität spielen alle Induktivitäten und Kapazitäten des Stromsystems natürlich eine erhebliche Rolle.

2. Alle diese Überlegungen sind seit langer Zeit besonders am Lichtbogen experimentell geprüft und richtig befunden worden. Bei Verletzung der Gleichstromstabilität stellt sich sprunghaft ein anderer Zustand ein. Der brennende Lichtbogen erlischt z. B. ohne irgendeine weitere Ursache, wenn ein parallel geschalteter Widerstand, selbst wenn dieser

[1]) Im Auszug vorgetragen auf der 3. Sitzung des Gauvereines Thüringen-Sachsen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 18. November 1925 in Halle. Vgl. auch Phys. Zeitschr. **27**, 43—46, 1926.

[2]) W. Kaufmann, Ann. d. Phys. **2**, 158, 1900.

[3]) H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung. Diss. Göttingen 1907. (Auch als Buch erschienen.) S. 54.

gar keinen Strom führt, hinreichend weit verkleinert wird[4]). Bei Verletzung der Schwingungsstabilität tritt die bekannte Selbsterregung von Schwingungen ein, die den Lichtbogen zu einem Wechselstromgenerator von der Frequenz der Eigenschwingung des Schwingungskreises macht. Man muß hierzu parallel zum Lichtbogen eine Kapazität und Induktivität in Reihe schalten, weil dann der Wirkwiderstand R_a für die sich erregende Resonanzfrequenz besonders klein wird.

3. Elektronenröhren können bekanntlich auch eine fallende Charakteristik besitzen, besonders infolge Bildung von Ionen bei schlechtem Vakuum[5]) oder von Sekundärelektronen[6]), und zeigen dann auch ein ganz entsprechend labiles Verhalten sowohl gegenüber Gleichstrom wie gegen Schwingungen. Nur kehrt sich hier die oben genannte Stabilitätsbedingung gerade um! Der Zustand wird labil, sobald

$$-\frac{de}{di} < R_a,$$

d. h. sobald der negative Widerstand der Elektronenröhre kleiner als der wirksame äußere Widerstand R_a des Stromsystems wird. Während man beim Lichtbogen die fallenden Teile der Charakteristik nur unter Anwendung eines hinreichend großen Vorschaltwiderstandes aufnehmen kann, weil sonst der Zustand labil wird, d. h. sich experimentell nicht herstellen läßt, ist dies bei Elektronenröhren nur unter Anwendung eines hinreichend kleinen Vorschaltwiderstandes möglich. Will man mit Elektronenröhren Schwingungen erzeugen, so muß man eine Kapazität C und Induktivität L in Parallelschaltung an die Röhre anlegen, weil dann für die sich erregende Resonanzfrequenz der wirksame Widerstand

$$R_a = \frac{L}{CR}$$

besonders groß wird. — Das Parallelschalten einer Kapazität macht ganz allgemein den Lichtbogen labiler, dagegen die Röhre stabiler, beides weil es den wirksamen Widerstand R_a gegen Wechselstrom verkleinert. Beim Vorschalten einer größeren Induktivität, d. h. beim Erhöhen des Wechselstromwiderstandes gerät umgekehrt die Röhre von selbst in Schwingungen, während ein schwingender, tönender Lichtbogen dadurch gerade umgekehrt zur Ruhe gebracht wird, kurz das experimentell leicht feststellbare Verhalten von Röhre und Lichtbogen ist seinem Wesen nach vollständig entgegengesetzt[7]).

4. Der physikalische Grund dafür ist für die einfache, in Fig. 1 gezeichnete Schaltung unschwer zu finden. Verkleinert man beim Lichtbogen (Fig. 1a) den Vorschaltwiderstand R_a, so wird zunächst der Strom

$$i = \frac{E-e}{R_a}$$

größer; dadurch erwärmt sich der Lichtbogen stärker und die Gegenspannung e am Lichtbogen sinkt, und zwar um so mehr, je größer $-\frac{de}{di}$ ist. Dadurch wächst dann der Strom i weiter an, und zwar um so mehr, je kleiner der Vorschaltwiderstand R_a ist. Die weitere Änderung muß also um so größer, der Zustand muß um so labiler werden, je größer $-\frac{de}{di}$ und je kleiner R_a ist. — Verkleinert man dagegen beim Dynatron (Fig. 1b) den Vorschaltwiderstand R_a, so verringert sich dadurch der Spannungsabfall iR_a und es

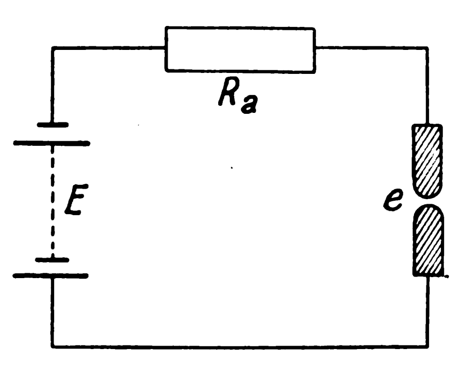


Fig. 1a. Lichtbogen.

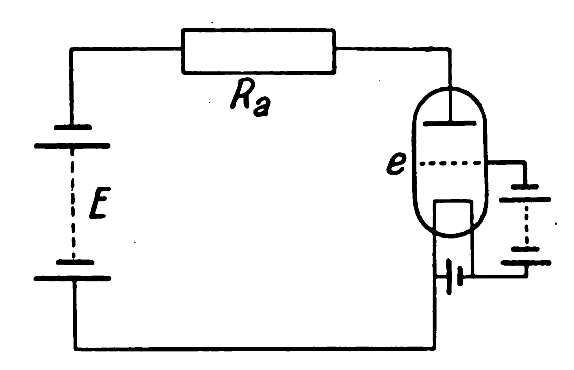


Fig. 1b. Dynatron.

steigt zunächst die Anodenspannung $e = E - iR_a$ an der Röhre. Dadurch bilden sich mehr Sekundärelektronen, die von der Anode zu dem stärker positiven Gitter hinüberfliegen, d. h. der äußere Anodenstrom i sinkt, und zwar um so mehr, je größer $-\frac{di}{de}$ oder je kleiner $-\frac{de}{di}$ ist. Der sinkende Anodenstrom i verringert aber weiter den Spannungsabfall iR_a und erhöht dadurch weiter die Anodenspannung e, und zwar um so mehr, je größer R_a ist. Bei der Röhre muß daher die Änderung um so weiter gehen, der Zustand um so labiler werden, je kleiner $-\frac{de}{di}$ und je größer R_a ist, was ja auch tatsächlich beobachtet wird. Physikalisch liegt der Grund für das entgegengesetzte Verhalten in der Vertauschung von Ursache und Wirkung. Beim Lichtbogen ist die Stromänderung die Ursache für die Spannungsänderung, bei der Röhre dagegen ist die Spannungsänderung die Ursache für die Stromänderung[8]).

[4]) H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung, S. 56; ferner: Über labile Zustände elektrischer Systeme, Experimentalvortrag. Verh. d. Deutsch. Phys. Ges **11**, 268, 1909.

[5]) H. Barkhausen, D.R.P. 359965, 1918 und Jahrb. d. drahtl. Telegr. **18**, 402, 1921.

[6]) A. W. Hull, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **14**, 47, 1919.

[7]) H. Rukop sagt in dem Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie von Zenneck u. Rukop, 5. Aufl. 1925, S. 582: „Dieser Unterschied (nämlich in der Stabilitätsbedingung) ist nicht durch Röhre oder Lichtboden bedingt, sondern lediglich dadurch, daß das Duddelsche Kriterium für einen unverzweigten Kreis gilt, in dem durch L, C, R und den negativen Widerstand der gleiche Strom fließt, während hier positiver und negativer Widerstand in der Schwungradschaltung miteinander verbunden sind (A. W. Hull, H. Rukop[4][10])." Das ist sicher nicht richtig. Ohne Zweifel sind lediglich die Eigenschaften der Röhre oder des Lichtbogens, dagegen nicht die Art der Schaltung für die Stabilitätsbedingung maßgebend. Davon kann man sich einfach dadurch überzeugen, daß man Röhre und Lichtbogen in derselben Schaltung untersucht und das oben geschilderte entgegengesetzte Verhalten feststellt.

[8]) H. Barkhausen, Elektronenröhren Bd. II, S. 115, 1925.

5. Wie läßt sich aber dieser Grund mathematisch formulieren? Ob e eine Funktion von i ist (Lichtbogen), oder i eine Funktion von e (Röhre), ist mathematisch identisch. Es hat schon K. W. Wagner[9]) versucht, die soeben physikalisch betrachteten, aufeinander folgenden Änderungen de und di mathematisch zu formulieren und so ein Stabilitätskriterium zu gewinnen. Er entwickelt beim Lichtbogen

$$e = e_0 + \frac{de}{di}\, di + \ldots$$

und erhält so die für den Lichtbogen richtige Bedingung

$$-\frac{de}{di} > R_a$$

für Labilität. Es hat aber schon H. Busch[10]) in einer Anmerkung darauf hingewiesen, daß man dann ebensogut

$$i = i_0 + \frac{di}{de}\, di + \ldots$$

entwickeln kann und dann gerade die entgegengesetzte Bedingung

$$-\frac{de}{di} < R_a$$

für Labilität erhält. Man kommt also zu dem Ergebnis, daß man immer nur die Wirkung als Funktion der Ursache entwickeln darf. Das ist recht unbefriedigend, weil man mathematisch die Begriffe Ursache und Wirkung bei einem funktionellen Zusammenhang nicht kennt.

6. Mit dem Begriff von Ursache und Wirkung ist physikalisch notwendig eine zeitliche Aufeinanderfolge verbunden. Es muß stets die Wirkung später eintreten als die Ursache. Beim Lichtbogen ist diese Verspätung der Spannungsänderung gegenüber der Stromänderung unter dem Namen „Lichtbogenhysteresis" bekannt und besonders von H. Th. Simon und seinen Schülern eingehend untersucht worden. Sie läßt sich, wie W. Kaufmann[11]) und E. Riecke[12]) gezeigt haben, mathematisch dadurch einführen, daß man dem Lichtbogen außer einem negativen Widerstand noch eine positive Induktivität zuschreibt. — Die Elektronenröhren werden dagegen im allgemeinen als

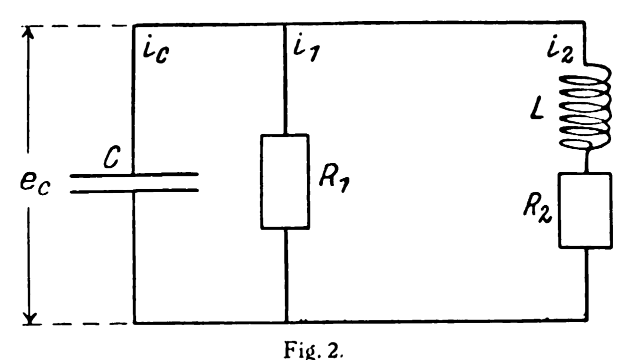


Fig. 2.

hysteresisfrei betrachtet. Aber da die Stromänderung erst durch die Spannungsänderung bedingt wird, muß letzten Endes auch hier eine Verspätung, aber dieses Mal der Stromänderung gegenüber den Spannungsänderungen eintreten, wenn auch nur um die außerordentlich kurze Zeit, die die Elektronen brauchen, um von der Anode zum Gitter hinüber zu fliegen. Diese Verspätung wirkt aber gerade so wie eine (wenn auch sehr kleine) Kapazität der Röhre. Durch Einführen dieser Induktivität beim Lichtbogen und Kapazität bei der Röhre lassen sich in der Tat die entgegengesetzten Stabilitätsbedingungen in beiden Fällen auch streng mathematisch ableiten[13]).

7. Zu diesem Zwecke seien für die in Fig. 2 gezeichnete Schaltung die die Ströme und Spannungen verbindenden Gleichungen aufgestellt.

$$i_1 + i_2 + i_c = 0$$

$$e_c = R_1 i_1 = R_2 i_2 + L\frac{di_2}{dt}$$

$$\frac{i_c}{C} = \frac{de_c}{dt} = R_1\frac{di_1}{dt} = R_2\frac{di_2}{dt} + L\frac{d^2 i_2}{dt^2}.$$

Aus diesen folgt die Schwingungsgleichung

$$L\frac{d^2 i_2}{dt^2} + \left(R_2 + \frac{L}{C R_1}\right)\frac{di_2}{dt} + \frac{1}{C}\left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) i_2 = 0,$$

aus der bekanntlich Labilität, ein weiteres Anwachsen des Stromes mit der Zeit folgt, sobald einer der Koeffizienten negativ ist.

Labilität, falls entweder

$$1 + \frac{R_2}{R_1} < 0 \qquad \text{(I)}$$

oder

$$R_2 + \frac{L}{C R_1} < 0. \qquad \text{(II)}$$

Im Falle des Lichtbogens können wir R_2 als seinen negativen Widerstand $\frac{de}{di}$ und L als seine durch die Lichtbogenhysteresis verursachte Selbstinduktion auffassen. R_1 ist dann der äußere Vorschaltwiderstand R_a und C eine etwa parallel geschaltete Kapazität. Es wird dann

$$1 + \frac{\frac{de}{di}}{R_a} < 0 \quad \text{oder} \quad -\frac{de}{di} > R_a, \qquad \text{(I)}$$

$$\frac{de}{di} + \frac{L}{C R_a} < 0 \quad \text{oder} \quad -\frac{de}{di} > \frac{L}{C R_a}. \qquad \text{(II)}$$

(I) ist das Kriterium der Gleichstromlabilität, (II) das der Schwingungslabilität. Denn $\frac{L}{C R_1}$ stellt den Wechselstromwiderstand des Stromsystems in bezug auf eine an Stelle von R_2 eingeschaltete Wechsel-EMK. von der durch die Gleichung

$$\omega^2 = \frac{1}{CL}\left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right)$$

bestimmter Eigenfrequenz ω dar.

Im Falle der Röhre können wir umgekehrt R_1 als deren negativen Widerstand $\frac{de}{di}$ und C als die durch die Elektronenverzögerung bedingte Kapazität auffassen. R_2 ist dann der äußere Vorschaltwiderstand R_a und L seine Induktivität. Es wird dann

$$1 + \frac{R_a}{\frac{de}{di}} < 0 \quad \text{oder} \quad -\frac{de}{di} < R_a, \qquad \text{(I)}$$

[9]) K. W. Wagner, Der Lichtbogen als Wechselstromerzeuger. Diss. Göttingen 1910. (Auch als Buch erschienen.) S. 9—11.

[10]) H. Busch, Stabilität, Labilität und Pendelungen in der Elektrotechnik. Diss. Göttingen 1913. (Auch als Buch erschienen.) S. 7, Anm. 1.

[11]) W. Kaufmann, l. c.

[12]) E. Riecke, Nachr. d. Ges. d. Wissensch. zu Göttingen 1907.

[13]) Auf die Bedeutung von Induktivität und Kapazität für die Stabilität haben Kaufmann, Wagner und besonders Busch schon früher (l. c.) hingewiesen.

$$R_a + \frac{L}{C\frac{de}{di}} < 0 \quad \text{oder} \quad -\frac{de}{di} < \frac{L}{C R_a}, \qquad \text{(II)}$$

wobei wieder $R_a = R_2$ der bei Gleichstrom allein maßgebende äußere Ohm sche Widerstand und $\frac{L}{CR_2}$ der Wechselstromwiderstand des aus Induktivität und Kapazität in Parallelschaltung bestehenden Schwingungskreises für die Resonanzfrequenz ist. Man sieht, wie so in der Tat in beiden Fällen die entgegengesetzten Bedingungen richtig herauskommen.

8. Für die Schwingungsstabilität II spielen natürlich das wirksame L des Lichtbogens und das C der Röhre eine bedeutende Rolle. Es ist bekannt, daß die Lichtbogenhysteresis die Frequenz der entstehenden Schwingungen verlangsamt und ganz hohe Frequenzen sich schließlich überhaupt nicht erregen können. Bei der Röhre ist freilich das durch die Zeitdauer der Elektronenbewegungen bewirkte C unter normalen Verhältnissen außerordentlich klein, so daß schon die sehr kleine natürliche Kapazität der Röhre selbst sowie die der Zuleitungen und der etwa darin eingeschalteten Spule wesentlich größer sind und diese, da parallel geschaltet, praktisch überwiegend in die Erscheinung treten.

In der Bedingung I der Gleichstromstabilität kommen dagegen L und C gar nicht vor. Sie können beliebig groß oder klein sein, ohne daß diese Bedingung dadurch irgendwie beeinflußt wird. Und trotzdem ist auch hier das Vorhandensein von L oder C ausschlaggebend für die Stabilität, indem auch hier das Vorzeichen dadurch bestimmt wird.

Natürlich kann man das wirksame L beim Lichtbogen ebenso wie das wirksame C bei der Röhre auf keine Weise durch irgendwelche äußeren Mittel beseitigen oder unwirksam machen und so etwa das Vorzeichen der Stabilitätsbedingungen künstlich umkehren. Denn physikalisch sind ja dies L und C durch die zeitliche Aufeinanderfolge von Strom- und Spannungsschwankungen bedingt, die in dem Wesen der Erscheinungen begründet sind und nur ihrer Größe aber nicht ihrem Wesen nach sich ändern lassen.

Zusammenfassung.

Lichtbogen und Elekronenröhre verhalten sich bezüglich ihrer Stabilität gegen Gleichstrom (sprunghafte Änderungen) wie gegen Wechselstrom (Selbsterregung von Schwingungen) vollkommen entgegengesetzt. Alle Schaltelemente, die beim Lichtbogen die Stabilität vergrößern (Sprünge oder Schwingungen verhindern), verkleinern sie bei der Röhre (begünstigen dort Sprünge oder Schwingungen) und umgekehrt. Der Unterschied liegt physikalisch darin begründet, daß beim Lichtbogen die Spannungsänderungen durch die Stromänderungen verursacht werden, bei der Röhre umgekehrt die Stromänderungen durch die Spannungsänderungen. Mathematisch läßt sich die dadurch bedingte zeitliche Aufeinanderfolge der Änderungen in Rechnung setzen, indem man dem Lichtbogen eine Induktivität, der Röhre eine Kapazität zuschreibt.

Dresden, Institut für Schwachstromtechnik.

(Eingegangen am 4. April 1926.)

Zur Ermittlung des zeitlichen Verlaufes von Wechselströmen mit Hilfe der Braun'schen Röhre.[1]

Von **H. Plendl.**

Zur Ermittlung des zeitlichen Verlaufes von Wechselströmen beliebig hoher Frequenz wird bekanntlich[2] mit Hilfe der Braunschen Röhre die Kurve $\frac{di}{dt} : i$ aufgenommen. Man erhält dieselbe, indem man das Kathodenstrahlbündel der Braunschen Röhre senkrecht zur Strahlachse ablenkend beeinflußt und zwar in einer Richtung durch den zu untersuchenden Strom i und in der dazu senkrechten Richtung durch die Spannung e_S an einer eisenfreien, in den Stromkreis eingeschalteten und vom Strom i durchflossenen Spule S. Es ist dann:

$$e_S = L\frac{di}{dt} + R \cdot i,$$

wenn L der Selbstinduktionskoeffizient und R der Widerstand der Spule ist. Sollte $R \cdot i$ gegen $L\frac{di}{dt}$ nicht zu vernachlässigen sein, so nimmt man zur elektrischen Ablenkung an der Braunschen Röhre zweckmäßig die Spannung an einer Spule S', die mit der Spule S induktiv gekoppelt ist. Die Spule S' bleibt praktisch stromlos und es ist ihre Spannung dem Differentialquotienten $\frac{di}{dt}$ genau proportional: $e_{S'} = L_{12} \cdot \frac{di}{dt}$, wobei L_{12} der Koeffizient der Wechselinduktion der Spulen S und S' ist. Die Schaltung wird dann diejenige von Fig. 1, in der a_1 und a_2 die Spulen zur Stromablenkung sind.

Aus der auf diese Weise erhaltenen Kurve $\frac{di}{dt} : i$ läßt sich der genaue zeitliche Verlauf $i : t$ des Wechselstromes i

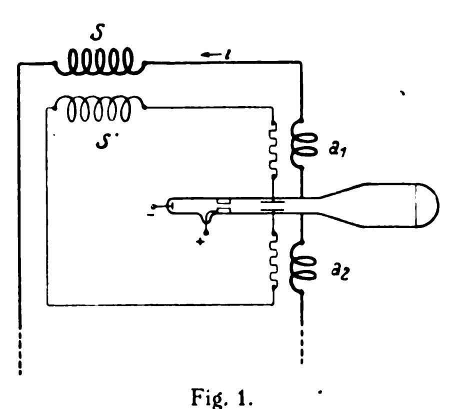


Fig. 1.

nach einem rechnerischen[3]) oder nach einem zum Teil rechnerischen und zum Teil graphischen Verfahren[4]) ermitteln. Beide Verfahren erfordern eine erhebliche Rechen- bezw.

[1]) Nach einem Teil einer Doktorarbeit der Technischen Hochschule München, eingereicht von H. Plendl am 24. April 1925.

[2]) W. König, Phys. Ztschr. 9, 788, 1908. — S. Subkis, ds. Jahrb. 5, 554, 1911. — H. Yagi, Proc. Inst. Radio Eng. 4, 376, 1916.

[3]) F. F. Martens, Verh. d. D. Phys. Ges. 21, 65, 1919. — F. F. Martens und G. Zickner, ds. Jahrb. 15, 275, 1920.

[4]) G. Joos und E. Mauz, ds. Jahrb. 19, 268, 1922.

Zeichenarbeit[5]). Es soll nun im folgenden eine einfache graphische Methode beschrieben werden, mit deren Hilfe man die Stromzeitkurve $i \perp t$ aus der Kurve $\frac{di}{dt} \perp i$ unmittelbar erhält und zwar mit einer Genauigkeit, die der Zeichengenauigkeit von guten Röhrenbildern vollauf genügt.

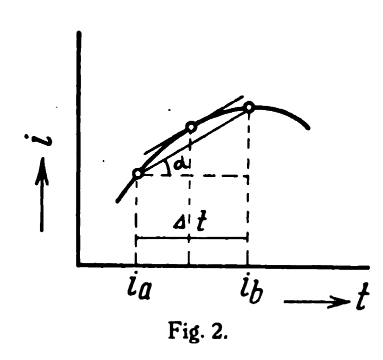


Fig. 2.

Betrachtet man von der Kurve $i \perp t$ (Fig. 2) einen Streifen von der Breite Δt und denkt man sich die Kurve in jedem Streifen durch ihre Sehne ersetzt, so ist deren Steigung

$$tg\,\alpha = \frac{i_b - i_a}{\Delta t} \quad \text{und}$$

$$\Delta t = \frac{i_b - i_a}{tg\,\alpha}.$$

$tg\,\alpha$ ist annähernd gleich dem Wert von $\frac{di}{dt}$ in der Mitte des Streifens Δt. Je schmäler der Streifen ist, um so mehr ist man berechtigt, dafür den Wert für $\frac{di}{dt}$ zu setzen, der in der Kurve $\frac{di}{dt} \perp i$ (Fig. 3) der Mitte zwischen den Abszissen i_a und i_b entspricht.

Fig. 3.

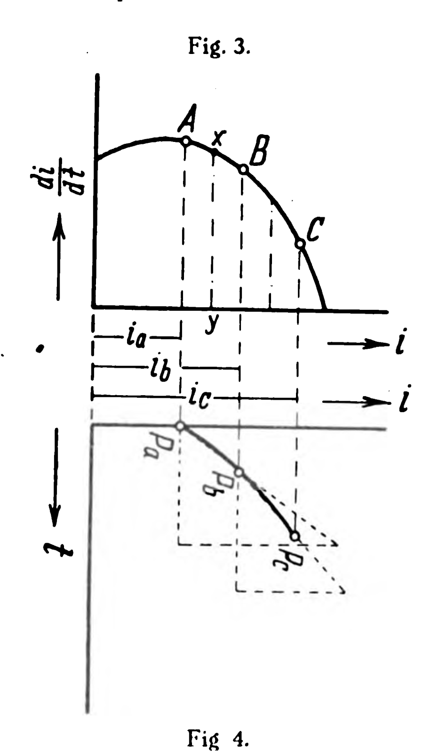


Fig 4.

[5]) Um dieselbe in gewissen Fällen zu ersparen, haben L. Casper, K. Hubmann und J. Zenneck, ds. Jahrb. **24**. 32, 1924, eine Zusammenstellung für eine Reihe von praktisch wichtigen Kurven veröffentlicht.

Daraus ergibt sich folgende Konstruktion. Man nimmt in der Kurve $\frac{di}{dt} \perp i$ (Fig. 3) zwei wenig voneinander verschiedene Abszissen i_a und i_b und den Wert von $\frac{di}{dt}$, welcher der Mitte zwischen i_a und i_b entspricht. (X—Y in Fig. 3). Diesen Wert von $\frac{di}{dt}$ trägt man im $i \perp t$-Diagramm (Fig. 4) von dem Anfangspunkte P_a aus, der die Ordinate i_a hat, als Steigung auf, die dann bis zur Ordinate i_b gilt und letztere im Punkte P_b schneidet. P_b ist ein Punkt der gesuchten $i \perp t$-Kurve. Dieses Verfahren wird dann für zwei weitere Werte i_b und i_c fortgesetzt und liefert den Punkt P_c der $i \perp t$-Kurve usw. Mit möglichst wenig Zeichenarbeit genügt dieses Verfahren der Zeichengenauigkeit der Röhrenbilder, wenn man $i_b - i_a$, $i_c - i_b$ usw. jeweils so groß wählt, als man das zu dieser Abszissendifferenz gehörige Kurvenstück von $\frac{di}{dt} \perp i$ noch durch eine Gerade ersetzen kann, d. h. um so kleiner, je stärker die Krümmung der Kurve $\frac{di}{dt} \perp i$ ist.

Die Anwendung der beschriebenen Methode erfolgte in den Fig. 5 und 6. Die erstere ist die Kopie der mit der Braunschen Röhre aufgenommenen Fig. 7 und stellt die

Fig. 5.

Fig. 6.

Spannungsbilanz in einem Schwingungskreise dar, der in Reihe geschaltet, enthält[6]):

einen 500 Perioden-Wechselstromgenerator mit der Spannung e_g,
eine eisenlose Selbstinduktion mit der Spannung e_{L1},
eine Kapazität mit der Spannung e_{C1} und
eine, auf einen unterteilten Eisenring gewickelte Spule mit der Spannung e_{S1}.

[6]) Vgl.: Experimentelle Untersuchungen über magnetische Frequenzwandler von H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck, ds. Jahrb. **27**, S. 155. Daselbst ist auch eine weitere Anwendung der beschriebenen Methode in den Fig. 45, 46a und 46b angegeben.



Aus der Kurve $e_{L1} \left(\sim \frac{di_1}{dt}\right) \perp i_1$ in Fig. 5 wurde nach dem oben beschriebenen Verfahren die zeitliche Abwicklung $i_1 \perp t$ des Stromes i_1 in Fig. 6 konstruiert. Mit Hilfe der letzteren Kurve und der Kurven von Fig. 5 wurde dann noch

$J_1 = 0{,}95$ Amp.

Fig. 7.

$J_1 = 0{,}70$ Amp.

Fig. 8.

die zeitliche Abwicklung der sämtlichen Spannungen, die in dem oben beschriebenen Schwingungskreis tätig sind, in Fig. 6 gezeichnet. Fig. 8 stellt nun die Kurven $i_1 \perp t$ und $e_S \perp t$ (die letztere punktiert) für den gleichen Strom dar wie bei Fig. 7, aber unmittelbar aufgenommen mit der Braunschen Röhre nach einem von J. Zenneck[7]) angewandten Verfahren, das aus einem speziellen Grunde[8]) hier anwendbar war. Diese Kurven stimmen sehr gut mit den aus Fig. 7 durch Zeichnung abgeleiteten Kurven $i_1 \perp t$ und $e_S \perp t$ von Fig. 6[9]) überein.

Sofern die Maßstäbe für Strom und Zeit anderweitig nicht einfach zu erhalten sind, können sie auch unmittelbar aus den Aufnahmen ermittelt werden, wenn man im Röhrenbild die Ablenkung des Kathodenstrahlbündels durch bekannte Werte von Gleichstrom und Gleichspannung mitphotographiert. Der Zeitmaßstab folgt dann aus:

$$\frac{L \frac{\Delta i}{\Delta t}\,[\text{Volt}]^{10)}}{L\,[\text{Henry}]} = \frac{\Delta i}{\Delta t}\left[\frac{\text{Volt}}{\text{Henry}}\right]$$

$$\text{zu } \Delta t\,[\text{Sec.}] = \frac{\Delta i\,[\text{Amp.}]}{\frac{\Delta i}{\Delta t}\left[\frac{\text{Volt}}{\text{Henry}}\right]} = \Delta t\left[\frac{\text{Henry}}{\text{Ohm}}\right].$$

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen am 15. 2. 26).

[7]) J. Zenneck, Ann. d. Phys. 69, 838, 1899.

[8]) Dr.-Diss. v. H. Plendl, S. 11.

[9]) Die Kurve $e_S \perp t$ ist in Fig. 8 mit entgegengesetztem Vorzeichen photographiert als sie in Fig. 6 gezeichnet ist.

[10]) Im Falle der Verwendung d. Spule S' (Fig. 1) heißt es

$$\frac{L_{13} \cdot \frac{\Delta i}{\Delta t}\,[\text{Volt}]}{L_{12}\,[\text{Henry}]}.$$

Aufnahme von Magnetisierungskurven mit der Braun'schen Röhre.

Von **K. Krüger** und **H. Plendl.**

1. Einleitendes.

Über die Aufnahme von Magnetisierungskurven des Eisens bei Wechselstromerregung sind schon eine größere Anzahl von Arbeiten bekannt geworden[1]). Die Magnetisierungskurve wird bei diesen im allgemeinen entweder punktweise mittels Kontaktmacher oder dergl. erhalten oder sie wird als stetige Kurve mittels eines Oszillographen aufgenommen. Die letztgenannte Art ihrer Ermittlung kann nun entweder indirekt[2]) erfolgen, indem z. B. die Kurve $\frac{d\Phi}{dt} \perp t$ aufgenommen und daraus durch Konstruktion die gesuchte Kurve $\Phi \perp i$ abgeleitet wird (Φ = magnetischer Fluß, t = Zeit, i = Magnetisierungswechselstrom) oder es kann die Magnetisierungskurve $\Phi \perp i$ auch unmittelbar aufgenommen werden. In diesem Falle wird zur direkten Aufnahme die Braunsche Röhre verwendet, da für die Kurve $\Phi \perp i$ aufeinander senkrechte Ablenkungen erforderlich sind. Durch die Verwendung der Braunschen Röhre sind die Aufnahmen für beliebig hohe Frequenz einwandfrei, soweit sie den Oszillographen anbelangen. Die bisherigen Arbeiten[3]) über die direkte Aufnahme der Magnetisierungskurve benutzen die Angströmsche Methode, d. h., sie gehen von einem offenen Eisenkern aus, indem sie im Prinzip das Kathodenstrahlbündel der Braunschen Röhre in einer Richtung durch das Magnetfeld eines Spulenpaares mit offenem Eisenkern, in der dazu senkrechten durch das Feld eines eisenlosen Spulenpaares ablenken, wobei die beiden Spulenpaare hintereinandergeschaltet sind. Die eisenlosen Spulen liefern nun zwar eine Ablenkung, die dem Magnetisierungsstrom des eisenhaltigen Spulenpaares proportional ist, und die Ablenkung der eisenhaltigen Spulen ist wohl dem Fluß in dem hineingeschobenen Eisenstab proportional; aber dieser Fluß ist nur zum unwesentlichen Teil durch die magnetischen Eigenschaften des zu untersuchenden Eisens bestimmt und keineswegs proportional der Induktion $\mathfrak{B}$ im Eisen. Bezeichnet man nämlich den magnetischen Widerstand mit R_m, die mittlere Länge des Kraftlinienweges im Querschnitt q mit l und verwendet die Indizes 0 für den Luftweg, 1 für den Eisenweg, so kann man die Gleichung für den Gesamtfluß

$$\Phi = 4\pi \frac{wJ}{R_m}$$

[1]) M. Wien, Ann. d. Phys. 66, 859, 1898; daselbst ist auch ein ausführliches Literaturverzeichnis der vor 1898 erschienenen Arbeiten zu finden. — W. Kaufmann und E. Pokar, Phys. Zeitschr. 26, 597, 1925.

[2]) Faßbender und Hupka, dieses Jahrb. 6, 143, 1912; Verh. d. dtsch. Phys Ges. 14, 408, 1912; Phys. Zeitschr. 14, 1043, 1913.

[3]) K. Ångström, Phys. Rev. 10, 74, 1900. — W. M. Varley, Phil. Mag. 3, 500, 1902. — O. M. Corbino, Phys. Zeitschr. 6, 174, 1905. — E. Madelung, Ann. d. Phys. 17, 861, 1905; Phys. Zeitschrift 8, 72, 1907. — D. Steiner, Ann. d. Phys. 35, 749, 1911 (Ausf. Lit.-Verz. ebenda).

auf die Form

$$\Phi = 4\pi \frac{wJ}{R_{m0} + R_{m1}}$$

bringen, wobei

$$R_{m0} = \frac{l_0}{q\mu_0}$$

und

$$R_{m1} = \frac{l_1}{q\mu_1} \text{ ist.}$$

Setzt man $\mu_0 = 1$ und μ_1 z. B. $= 2000$, so zeigt sich, daß der magnetische Widerstand des Eisenweges R_{m1} gegen den des Luftweges R_{m0} zu vernachlässigen ist, daß also der Fluß Φ in der Tat nur unwesentlich vom Eisen abhängt, solange l_0 und l_1 von der gleichen Größenordnung sind, jedenfalls durchaus nicht proportional mit μ geht[4]). Wir werden an späterer Stelle (Abschnitt 7) auch noch den experimentellen Beweis hierfür erbringen. Richtige Magnetisierungskurven des Eisens können also nur erhalten werden, wenn man von einem geschlossenen Kern ausgeht, oder wenn der Luftspalt wenigstens so klein ist, daß man ihn durch Scheerung der erhaltenen Magnetisierungskurve noch mit einiger Genauigkeit berücksichtigen kann. (Vergl. dazu die Fig. 17 bis 22!)

Diese Schwierigkeit haben H. Faßbender und E. Hupka vermieden, indem sie von einem geschlossenen Eisenkern ausgehen und die Kurve $\frac{d\Phi}{dt} \perp t$ aufnehmen, aus welcher sie durch graphische Integration $\Phi \perp t$ erhalten. Ferner machen sie eine Aufnahme der Kurve $i \perp t$, oder nehmen diese, wenn es die Bedingungen erlauben, als sinusförmig an, und erhalten durch Konstruktion $\Phi \perp i$ als gesuchte Hysteresiskurve. Durch das mehrmalige Umkonstruieren ist aber dieses indirekte Verfahren ziemlich zeitraubend und es leidet dabei auch die Genauigkeit der Resultate.

Die im folgenden beschriebene Methode geht nun ebenfalls von einem geschlossenen Eisenkern aus, liefert aber unmittelbar die richtige Magnetisierungskurve $\Phi \perp i$ auf dem Schirm der Braunschen Röhre. Sie ermöglicht es auf diese Weise, Änderungen in den Versuchsbedingungen sofort in ihrer vollen Wirkung an der zu untersuchenden Kurve zu sehen. Die Punktschärfe des Fluoreszenzfleckes auf dem Schirm der Braunschen Röhre ist bei den Aufnahmen soweit gesteigert, daß die Röhrenbilder klar und scharf gezeichnet sind[5]).

2. Grundgedanke der Methode.

Ein geschlossener Eisenkern K (Fig. 1) wird durch einen Wechselstrom i_1, der die Primärwicklung S_1 durchfließt, magnetisiert. An der Sekundärwicklung S_2 liege zunächst nur ein hoher Ohmscher Widerstand R_2. Für die Spannung an den Klemmen von S_2 gilt:

$$e_{S2} = -w_2 \frac{d\Phi}{dt},$$

wenn w_2 die Windungszahl der Sekundärspule bedeutet, und der den hohen Widerstand R_2 durchfließende Strom beträgt:

$$i_2 = -\frac{w_2}{R_2} \cdot \frac{d\Phi}{dt}.$$

[4]) Schneidet man einen ringförmigen Eisenkern auf und streckt ihn zu einem Stabe, so wird der Fluß, da jetzt $l_0 > l_1$ auf weniger als den 2000. Teil herabgedrückt. Ein 1 cm langer Luftspalt in einem Ring von 40 cm mittlerer Länge setzt den Fluß bereits auf den 50. Teil herab.

[5]) Vgl. dazu auch: K. Krüger und H. Plendl, dieses Jahrbuch **25**, 81, 1925.

Schaltet man in Reihe mit R_2 einen Kondensator C_2 von solcher Größe, daß seine Kapazitanz gegen den hohen Widerstand von R_2 zu vernachlässigen ist, so behält die Gleichung ihre Gültigkeit, und die Spannung an den Klemmen von C_2 ist gegeben durch:

$$e_{c_2} = \frac{1}{C_2}\int i_2\,dt = -\frac{w_2}{C_2 R_2}\int \frac{d\Phi}{dt}\,dt = -\frac{w_2}{C_2 R_2}\cdot\Phi.$$

e_{c2} ist also proportional dem magnetischen Fluß Φ. Mit anderen Worten: der Kondensator integriert selbsttätig, der Augenblickswert seiner Klemmenspannung gibt ein Maß für den Augenblickswert des Wechselflusses im Eisenkern.

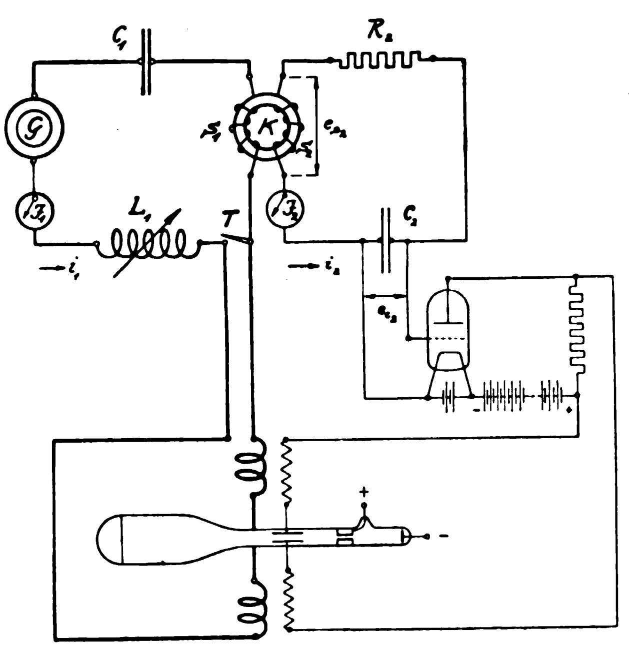


Fig. 1.

Lenkt man also das Kathodenstrahlbündel der Braunschen Röhre in einer Richtung durch diese Kondensatorspannung e_{c2} ab, und gleichzeitig in der dazu senkrechten Richtung durch den Magnetisierungswechselstrom i_1, so beschreibt es die Magnetisierungskurve $\Phi \perp i_1$, die als stehendes Bild auf dem Fluoreszenzschirm erscheint.

Es ist jedoch nötig, bei der Wahl der Konstanten w_2, R_2 und C_2 des Sekundärkreises zwei Punkte im Auge zu behalten.

A) Der Strom i_1 im Sekundärkreis muß so klein sein, daß er gegenüber dem primären Magnetisierungsstrom praktisch keine magnetische Rückwirkung auf den Eisenkern ausübt, für diesen also keine Belastung darstellt. Maßgebend hierfür ist das Rückwirkungsverhältnis

$$\varrho = \frac{w_2 i_2}{w_1 i_1}\ ^{6)}$$

welches, wie später gezeigt wird, höchstens von der Größenordnung einiger Promille sein darf. Es wird ver-

[6]) Hierbei sind die Momentanwerte: i_1 und i_2 eingesetzt. Durch einfache Messung bestimmbar ist aber nur das Verhältnis der Effektivwerte:

$$\varrho\,\text{eff.} = \frac{w_2 \cdot J_2}{w_1 \cdot J_1}.$$

Dasselbe kann aber nur zur Schätzung dienen, da Phasenunterschiede und verschiedene Kurvenform hier nicht berücksichtigt sind. Die Beurteilung darüber, ob sich das Rückwirkungsverhältnis in den zulässigen Grenzen bewegt, kann aber auf viel einfachere Weise unmittelbar mit der Braunschen Röhre festgestellt werden, wie an späterer Stelle noch gezeigt wird.

ringert einerseits durch Verkleinerung der Sekundär-Windungszahl w_2, andererseits durch Schwächung von i_2, d. h. Vergrößerung von R_2.

B) Die Spannungsbilanz für den Sekundärkreis liefert die Gleichung $e_{S_2} = R_2 i_2 + e_{C_2}$

oder $$-w_2 \frac{d\Phi}{dt} = R_2 i_2 + \frac{1}{C_2} \int i_2 \, dt.$$

Da nun der Sekundärstrom i_2 der Spannung an der Eisenkernspule e_{S_2} möglichst genau proportional sein soll, so darf die Kondensatorspannung e_{C_2} nur sehr klein gegen $R_2 i_2$ sein, etwa von der Größenordnung weniger Prozente. Dies wird erreicht durch eine verhältnismäßig große Kapazität C_2. Da die Kondensatorspannung der Schwingungszahl umgekehrt proportional ist, genügt es bei der Wahl der erforderlichen Kapazität C_2 nur die Grundschwingung zu berücksichtigen, d. h. $\frac{1}{\omega C_2}$ mit R_2 zu vergleichen. Wenn also für die Grundschwingung $\frac{1}{\omega C_2} << R_2$ ist, so ist diese Bedingung erst recht für die höheren Harmonischen erfüllt.

Nach dem oben Gesagten muß i_2 klein und C_2 groß gehalten werden, und damit wird $e_{C_2} = \frac{1}{C_2} \int i_2 \, dt$ sehr klein, so daß damit unmittelbar keine sichtbare Ablenkung des Kathodenstrahlbündels in der Braunschen Röhre erzielt werden kann. Um diese in sichtbarer Größe zu erhalten, ist eine Spannungsverstärkung mit Elektronenröhren notwendig.

3. Die Versuchsanordnung.

Die Versuchsanordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. Der Wechselstrom-Generator G (zirka 500 $\sim$/sec, 5 kVA) ist über die eisenfreie Selbstinduktion L_1 und den Kondensator C_1 (= 1,3 Mf) an die zu speisende Eisenkernspule S_1 [7]) angeschlossen. Der so gebildete Primärkreis $G—L_1—S_1—C_1$ war annähernd auf die Generatorfrequenz abgestimmt, um bei gegebener Generatorspannung eine möglichst starke Sättigung erzielen zu können. Die Induktivität des Variometers L_1 (maximal 0,1 Henry) wurde verhältnismäßig groß gewählt gegen diejenige der Eisenkernspule S_1 (maximal 0,02 Henry) [8]), um einen möglichst sinusförmigen Magnetisierungsstrom zu erhalten. In den Primärkreis sind noch die Ablenkungsspulen der Braunschen Röhre eingeschaltet, die zwecks Aufnahme des Spannungsstriches durch die Taste T kurzschließbar sind.

An die sekundäre Eisenkernspule S_2 ist, wie schon erwähnt, der hohe induktionsfreie Widerstand R_2 und der Kondensator C_2 in Reihe angeschaltet. Der so gebildete Sekundärkreis $S_2—R_2—C_2$ sei im folgenden als Indikatorkreis bezeichnet. Die Spannung an den Klemmen des Kondensators C_2 wurde durch Widerstandsverstärkung in zwei Stufen auf die zur Ablenkung erforderliche Größe gebracht und dann an die Ablenkungsplatten der Braunschen Röhre angelegt [9]). Im Schaltbild ist der Übersichtlichkeit halber nur eine Verstärkerstufe gezeichnet. Das einwandfreie Arbeiten der Verstärkung wurde dadurch kontrolliert [10]), daß man die Figur $e_{S_2} \perp i_1$ einmal unverstärkt und sodann verstärkt auf den Schirm der Braunschen Röhre brachte und diese beiden Röhrenbilder auf ihre Übereinstimmung verglich.

Es waren ferner Vorkehrungen getroffen, die es ermöglichten, durch einfaches Umschalten sowohl die Figuren für die Spannung an der Eisenkernspule $e_{S_2} \perp i_1$ und an der eisenfreien Selbstinduktion des Primärkreises $L_1 \frac{di_1}{dt} \perp i_1$ zu erhalten, als auch durch Unterbinden der Spannungs- bzw. Stromablenkung an der Braunschen Röhre das Achsenkreuz aufzunehmen.

Die zu den Aufnahmen benutzte Braunsche Röhre ist von E. Gundelach, Gehlberg i. Thür., bezogen. Die Belichtungsdauer betrug bei Verwendung eines Busch-Objektives vom Öffnungsverhältnis 1 : 2,1 und Ultrarapidplatten von Hauff 1 bis 2 Sekunden.

4. Prüfung der Versuchsanordnung auf Genauigkeit.

Zunächst wollen wir uns ein Bild machen von der Genauigkeit, mit der die Figuren in der Braunschen Röhre gezeichnet sind. Betrachtet man z. B. die Fig. 2a (Tafel I), welche die Aufnahme einer Hysteresisschleife nach unserem Verfahren darstellt und setzt man die maximale Zeichengenauigkeit des Röhrenbildes gleich der Strichstärke dividiert durch den maximalen Ablenkungswert, so erhält man $\frac{0{,}3 \text{ mm}}{15 \text{ mm}} = 0{,}02$ oder 2%. Es ist natürlich zwecklos, die Genauigkeit der ganzen Versuchsanordnung über diese 2% hinaus wesentlich zu verbessern.

Im folgenden soll bewiesen werden, daß die nach unserem Verfahren aufgenommenen Magnetisierungskurven auch richtig sind, natürlich innerhalb der Grenzen, die durch die oben erwähnte Zeichengenauigkeit gegeben sind. Zu diesem Zweck wurden die Fig. 2a und 2b kurz nacheinander aufgenommen. Es stellen dar, und zwar für den Eisenkern I:

die Fig. 2a: die Magnetisierungskurve $\Phi \perp i_1$,

in Fig. 2b: die sternförmige Kurve $e_{S_2} \sim \frac{d\Phi}{dt} \perp i_1$,

die runde Kurve $e_{L_1} \sim \frac{di_1}{dt} \perp i_1$,

die Fig. 2e: vorstehende drei durch direktes Abpausen übereinander gezeichnete Kurven

(e_{S_2} = Spannung an der Eisenkernspule S_2,

e_{L_1} = Spannung an der eisenfreien Primärselbstinduktion L_1).

Zur Beweisführung wurde in Fig. 2c aus der Kurve $\frac{di_1}{dt} \perp i_1$ der zeitliche Verlauf des Magnetisierungsstromes $i_1 \perp t$ ermittelt [11]) und mit Hilfe dieser Kurve und der Magnetisierungskurve $\Phi \perp i_1$ (Fig. 2a bzw. 2e) wurde der zeitliche Verlauf des Wechselflusses im Eisenkern $\Phi \perp t$ in Fig. 2d konstruiert. Zu dieser Feld-Zeit-Kurve wurde dann ihre Differentialkurve $\frac{d\Phi}{dt} \perp t$ gezeichnet. Die letztere Kurve stellt also den zeitlichen Verlauf der Spannung e_S an der Eisenkernspule dar, und zwar ermittelt aus der Magnetisierungskurve $\Phi \perp i_1$ der Fig. 2a. Die Spannung e_S wurde aber in Fig. 2b auch direkt aufgenommen, und zwar abhängig von i_1. Mit Hilfe dieser Kurve und der Kurve $i_1 \perp t$ wurde nun nochmals die Kurve $e_S \sim \frac{d\Phi}{dt} \perp t$ in Fig. 2d konstruiert. Die beiden so auf verschiedene Weise ermittelten Kurven $\frac{d\Phi}{dt} \perp t$ liegen innerhalb der Zeichengenauigkeit

[7]) Angaben über die untersuchten Eisenkerne vgl. Tabelle I.

[8]) Diese Daten beziehen sich auf den Kern I.

[9]) In der ersten Stufe befand sich eine gewöhnliche Verstärkerröhre mit etwa 2 MA Emission, in der zweiten eine kleine Senderöhre der Type RS 5, beides Telefunken-Röhren.

[10]) Diese Kontrolle der Verstärkung mittels der Spannung e_{S_2} ist besonders empfindlich, weil in $e_{S_2} \sim \frac{d\Phi}{dt}$ die Oberschwingungen viel stärker ausgeprägt sind als in $e_{C_2} \sim \Phi$.

[11]) H. Plendl, dieses Jahrb. 27, S. 153, 1926.

vollkommen aufeinander. Dies beweist also, daß die nach unserem Verfahren aufgenommene Magnetisierungskurve identisch ist mit derjenigen, die aus der Spannung $e_S \sim \frac{d\Phi}{dt}$ ableitbar ist.

Statt von der Kurve $\Phi \perp i_1$ auszugehen und $\frac{d\Phi}{dt} \perp t$ als Kontrollfigur zu erhalten, könnte man auch aus $\frac{d\Phi}{dt} \perp i_1$ die Hysteresisschleife $\Phi \perp i_1$ durch graphische Integration konstruieren und dieselbe mit der aufgenommenen vergleichen. Die erste Methode ist aber einfacher und genauer, da die Konstruktion der Differentialkurve sich mit größerer Genauigkeit durchführen läßt, als diejenige der Integralkurve.

Fig. 2e. Fig. 2d.

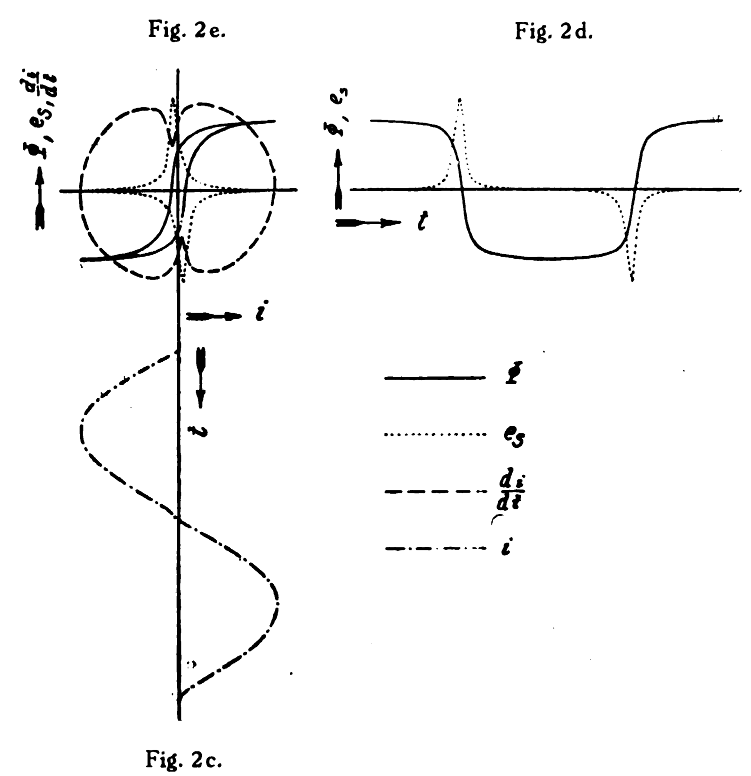


Fig. 2c.

Weiterhin soll nachgewiesen werden, daß die unter 2. A) und B) aufgestellten Bedingungen erfüllt sind.

In Fig. 3 sind zwei Kurven: $e_{S_2} \perp i_1$ übereinanderphotographiert, von denen die eine bei geschlossenem, die andere bei offenem Sekundärkreis aufgenommen wurde. Beide Kurven decken sich vollkommen, und es ist damit der Nachweis erbracht, daß der Sekundärkreis keine merkliche Belastung für den Primärkreis darstellt, d. h., daß also eine merkliche Rückwirkung des Indikatorkreises auf den Primärkreis nicht vorhanden ist. Dies wurde erreicht einerseits durch geringe Windungszahl w_2 (= 26) der Spule S_2 und andererseits durch Einschalten eines hohen Sekundärwiderstandes von der Größe $R_2 = 12\,000\ \Omega$. Das Rückwirkungsverhältnis betrug hierbei $\varrho_{\text{eff.}}$ = zirka 1 ‰. Ein merklicher Einfluß der Rückwirkung tritt erst bei sehr viel größeren Werten von $\varrho_{\text{eff.}}$ in Erscheinung, wie aus den Fig. 4 und 5 hervorgeht. In Fig. 4 entspricht die kleinere Hysteresisschleife und in Fig. 5 die größere Kurve $e_{S_2} \perp i_1$ einem Rückwirkungsverhältnis $\varrho_{\text{eff.}}$ = ca. 1 ‰. Die beiden anderen Kurven (in Fig. 4 die größere, in Fig. 5 die kleinere) gehören zu einem Rückwirkungsverhältnis $\varrho_{\text{eff.}}$ = 16 ‰. Aus Fig. 4 ergibt sich deutlich ein Anwachsen der Breite der Hysteresisschleife mit zunehmender Belastung[12]), bei gleichem Abszissenmaßstab, und dementsprechend in Fig. 5 eine geringe seitliche Verlagerung der Spitzen in der Kurve $e_{S_2} \perp i_1$. Immerhin ist der Einfluß der Belastung selbst bei einer Änderung von $\varrho_{\text{eff.}}$ im Verhältnis 1 : 16 geringfügig zu nennen.

Zur Kontrolle der Bedingung 2. B) dient Fig. 6, welche die Spannungsbilanz für den Indikatorkreis abhängig vom Primärstrom i_1 gibt. Die Kurve $e_{S_2} \perp i_1$ (etwas größere Figur) und die Kurve $e_{R_2} \perp i_1$ (etwas kleinere Figur; $e_{R_2} = i_2 \cdot R_2$ = Spannung am Widerstand R_2) stimmen überein bis auf eine unwesentliche Abweichung, die durch den in R_2 nicht berücksichtigten Verlustwiderstand von Eisenkernspule S_2 und Kondensator C_2 hervorgerufen wird. Die Spannung am Kondensator e_{C_2} (hier unverstärkt) wurde ebenfalls aufgenommen und stellt sich in Fig. 6 als einfacher wagerechter Strich, ohne merkliche Ausdehnung in der Spannungsachse dar. Die Figur zeigt also, daß die Kondensatorspannung gegen die beiden anderen Spannungen zu vernachlässigen ist, womit die Bedingung 2. B) erfüllt ist. Auch rechnerisch ist das leicht nachzuprüfen, wenn man den Ansatz macht, daß die Abweichung von der Bedingung 2. B) innerhalb der durch die Zeichengenauigkeit gesteckten Grenzen liegen muß, daß also nach unseren obigen Betrachtungen die Spannung am Kondensator nur etwa 2% derjenigen am Widerstand R_2 betragen darf:

$$\frac{\frac{i_2}{\omega C_2}}{i_2 \cdot R_2} \cdot 100 = 2\,\%.$$

Setzt man hierin die für Fig. 6 geltenden Werte ein

$$(\omega = 2\pi \cdot 425,\ C_2 = 1{,}5\ MF \text{ und } R_2 = 12000\ \Omega),$$

so ergibt sich in der Tat ein Wert von 2%.

5. Untersuchung bei verschiedenen Sättigungsgraden.

Die Fig. 7, 8 und 9 zeigen Hysteresisschleifen ein und desselben Eisenkernes (Kern I) bei drei verschiedenen Werten der Sättigung J_1. Die zu den einzelnen Aufnahmen gehörigen Daten gehen aus Tabelle I, die des Kernes aus Tabelle II hervor. Der Proportionalitätsfaktor, mit dem die Effektivwerte des Magnetisierungsstromes J_1 multipliziert werden, beträgt für diesen Kern $\sqrt{2} \cdot \frac{w_1}{l} = \sqrt{2} \cdot 2{,}3 = 3{,}25$.

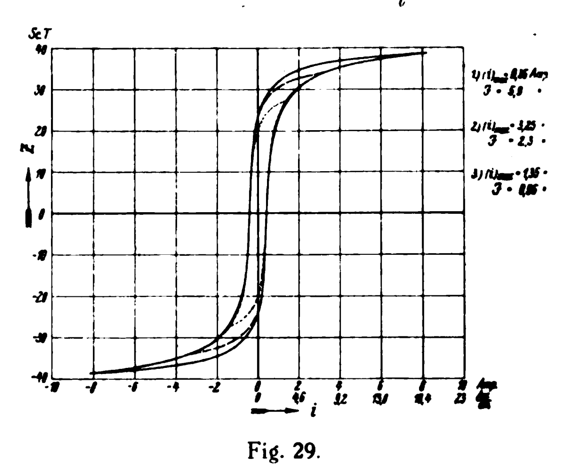


Fig. 29.

Man sieht, daß für das verwendete sehr dünne Hochfrequenzblech (s = 0,08 mm)[13]) ein merklicher Einfluß von Wirbel-

[12]) Die Verschiedenheit der Höhe bei beiden Figuren ist lediglich die Folge einer aus aufnahmetechnischen Gründen notwendigen Änderung des Ordinatenmaßstabes.

[13]) Von der Fa. Telefunken dem Institut freundlichst zur Verfügung gestellt.

stromverlusten nicht auftritt, da sonst die Spitzen der Schleife abgerundet und die Steilheit verringert sein würde. Die dynamischen Magnetisierungskurven dieses Kernes stimmen vielmehr bei der Frequenz 425 Per./Sec. merklich mit den statisch aufgenommenen Hysteresisschleifen überein, wie der Vergleich mit Fig. 29 zeigt, welche drei mit ballistischem Galvanometer ermittelte Hysteresisschleifen für ungefähr dieselben Maximalwerte der Sättigung darstellt, wie sie den obigen Fig. 7, 8 u. 9 entsprechen. Die Schleifen bleiben bis zu einer bestimmten Sättigung, die hier bei etwa 1,5 Amp. = ca. 5 $\frac{A.W.}{cm}$ liegt, gleich breit. Ein Heruntergehen unter diesen Wert hat ein Schmälerwerden zur Folge, wie aus Fig. 10 ersichtlich ist, welche zwei übereinanderphotographierte Schleifen für die Extremwerte der Sättigung zeigt.

Für denselben Kern I wurde auch noch der zeitliche Verlauf des Magnetisierungsstromes i_1, der Spannung an der Eisenkernspule $w_2 \frac{d\Phi}{dt}$ und des magnetischen Flusses Φ nach einem von J. Zenneck[14]) beschriebenen Verfahren aufgenommen. Die Anwendung dieser Methode wurde dadurch ermöglicht[15]), daß an den Schleifringen des als Einanker-Umformer gebauten Antriebsmotors unseres Generators ein Wechselstrom abgenommen werden konnte, dessen Frequenz (ca. 50 Per./Sec.) genau den zehnten Teil der Generatorfrequenz betrug. Dieser Wechselstrom wurde durch einen abgestimmten Kreis sinusförmig gemacht und so an der Braunschen Röhre als Ablenkung in der Zeitachse benutzt. Dabei wurde durch Nähern der Ablenkungsspulen die Figur so weit auseinander gezogen, daß sich nur der der Zeit linear proportionale, mittlere Teil auf dem Schirm befand. Die Figuren 11, 12 und 13 zeigen den zeitlichen Verlauf des magnetischen Flusses Φ (Fig. 11), der Spannung e_S an der Eisenkernspule (Fig. 12) und denjenigen des Magnetisierungsstromes i_1 (Fig. 13). Die Fig. 11 und 12 illustrieren, daß der Spannungsverlauf an der Eisenkernspule $w_2 \frac{d\Phi}{dt} \perp t$ als Differentialkurve dort sein Maximum hat, wo die Flußkurve $\Phi \perp t$ am steilsten ist. Fig. 12 zeigt, daß der Magnetisierungsstrom praktisch sinusförmig ist; die kleine Einbuchtung in der Stromform entspricht bekanntlich[16]) der Spitze der Spannung an der Eisenkernspule bezw. der Einbuchtung in der $\frac{di_1}{dt} \perp i_1$-Kurve (Fig. 2 a).

6. Kerne mit verschiedener Blechstärke.

In Fig. 14 ist die Hysteresisschleife von einem anderen Kern (Kern II) aufgenommen, der ebenfalls aus Hochfrequenzblech von 0,08 mm Blechstärke besteht, aber größeren Eisenquerschnitt hat. Diese Kurve gleicht im wesentlichen derjenigen von Kern I. Eine beträchtliche Änderung im Charakter der Hysteresisschleife zeigt sich aber, wenn man bei der Frequenz 425 Per./Sec. einen grob unterteilten Kern von 0,3 mm Blechstärke nimmt, wie es etwa bei 50 Per.-Transformatoren üblich ist. In Fig. 15 sind — um 180° um den Koordinaten-Anfangspunkt gedreht — die Magnetisierungskurve eines kleinen Transformators mit abnehmbarem, aber in diesem Falle fest aufgepreßtem Joch (Kern III, siehe Tabelle II), und zum Vergleich darüberphotographiert die Kurve des Kernes I bei derselben Frequenz und annähernd derselben Sättigung aufgenommen. Der Unterschied zwischen beiden Kurven ist augenfällig; für Kern III fallen die beiden Äste bei hohem Magnetisierungsstrom nicht mehr zusammen, erscheinen vielmehr auf der ganzen Ausdehnung deutlich getrennt. Die Spitzen sind abgerundet, und auch die Steilheit der Kurve an den Schnittpunkten mit der Abszisse wird kleiner. Das letztere ist im wesentlichen auf den feinen Luftschlitz zurückzuführen, der sich trotz festesten Aufspannens des geschliffenen Joches nicht ganz vermeiden läßt.

Annähernd den gleichen Charakter zeigt Fig. 16, welche eine Magnetisierungskurve desselben Kernes III darstellt, aufgenommen bei 555 Per./Sec., der höchsten mit unserer Maschine zu erreichenden Frequenz. Eine Änderung der Periodenzahl im Verhältnis 1:1,3 macht sich also im Charakter der Kurve nicht bemerkbar.

7. Einfluß des Luftspaltes bei Kernen mit abnehmbarem Joch.

In den Fig. 17 bis 20 ist die Magnetisierungskurve von Kern III aufgenommen mit der Reihe nach zunehmendem Luftspalt. Die Fig. 21 und 22 stellen das Gleiche für Kern IV dar. Diese Aufnahmen zeigen deutlich die entmagnetisierende Wirkung des Luftspaltes, denn die Steilheit der Kurven wird mit zunehmendem Spalt verringert und die beiden Äste rücken immer mehr zusammen, wodurch auch der Flächeninhalt der Schleifen und damit die Unmagnetisierungsarbeit verringert wird. Bei den Aufnahmen ohne Joch (Fig. 20 und 22) fallen schließlich die beiden Äste praktisch zusammen und die Kurve geht daher durch den Ursprung. Dies zeigt besonders deutlich die Fig. 22, da hier die Feldstärke wesentlich größer war als bei Fig. 20. Durch diese Aufnahmen ist nun auch der experimentelle Beweis für unsere in Abschnitt 1 aufgestellte Behauptung erbracht, daß ein offener Eisenkern keine normale Hysteresisschleife liefert.

8. Vormagnetisierung mit Gleichstrom.

Bei den Aufnahmen der Fig. 24 bis 28 wurde eine dritte Wicklung von Kern I über vorgeschaltete Drosselspulen mit Gleichstrom beschickt. Die Amplitude des magnetisierenden Wechselstromes i_1 ist bei den Aufnahmen die gleiche, nämlich $J_1 \cdot \sqrt{2} = 6{,}2$ Amp., während die Stärke des überlagerten Gleichstromes in den Figuren 25, 26 und 28 doppelt so groß ist wie in Fig. 23, 24 und 27 (J = 4,0 bezw. 2,0 Amp.). In den Figuren 23 und 25 sind die Hysteresisschleifen aufgenommen und in den Fig. 24 bzw. 26 die zugehörigen Kurven $e_S \left(\sim \frac{d\Phi}{dt}\right) \perp i_1$ (sternförmig) und $e_{L_1} \left(\sim \frac{di_1}{dt}\right) \perp i_1$ (rundlich). Dabei zeigt sich, daß die Maxima der Spannung e_S an der Eisenkernspule um so kleiner werden, je mehr sie auf größere Momentanwerte des Magnetisierungsstromes i_1 rücken. Dies ist begründet durch die Abnahme der Steilheit von i_1 mit zunehmenden Stromwerten, wie in den Kurven $\frac{di_1}{dt} \perp i_1$ direkt zu sehen ist. Die Figuren 27 und 28 stellen den zeitlichen Verlauf des magnetischen Flusses dar, aufgenommen nach dem im Abschnitt 5 beschriebenen Verfahren. Die Bedingung dafür, daß in diesen Figuren und in den Fig. 23 und 25 die Abszisse richtig liegt in bezug auf den Wechselfluß, ist:

$$\oint \Phi \, dt = 0$$

[14]) J. Zenneck, Ann. d. Phys. 69, 838, 1899.

[15]) Doktor-Dissertation von H. Plendl, München, April 1925, S. 11.

[16]) Vgl. z. B. H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck, dieses Jahrbuch 27, S. 101, 1926.

Tabelle I.

Hierin bedeutet J_1 den Effektivwert des magnetisierenden Wechselstromes in Ampèren, ν die Periodenzahl je Sekunde, R_2 den Widerstand im Sekundärkreis in Ohm, C_2 die Kapazität des integrierenden Kondensators in MF, J_2 die Wechselstromstärke im Sekundärkreis in Milliampèren (Effektivwert), ϱ eff. das Rückwirkungsverhältnis in %, J die Gleichstromstärke in Ampèren, w_1 die primäre, w_2 die sekundäre, w_3 die tertiäre Windungszahl des Kernes, δ die Stärke des Luftspaltes in Millimetern. Die Amplitude des magnetisierenden Wechselstromes in Amp.-Windungen pro Zentimeter Eisenweg ist bei den Aufnahmen angegeben.

Figur Nummer	J_1	$\sqrt{2} \cdot J_1$	ν	R_2	C_2	J_2	ϱ	J	w_1	w_2	w_3	δ	Kern
2 a und b*)	5,0	7,1	425	12 000	1,5	—	—	—	13	26	—	—	I
3	4,9	6,9	425	12 000	—	6	1,2	—	—	—	—	—	I
4 kleinere Figur. 5 größere „	4,9	6,9	425	12 000	1,5	6	1,2	—	—	—	—	—	I
4 größere Figur. 5 kleinere „	4,9	6,9	425	1 000	9,6	80	16	—	—	—	—	—	I
6	4,9	6,9	425	12 000	1,5	—	—	—	—	28	—	—	I
7	1,0	1,4	425	12 000	1,5	—	—	—	54	26	—	—	I
8	2,35	3,3	425	12 000	1,5	—	—	—	54	26	—	—	I
9	4,9	6,9	425	12 000	1,5	—	—	—	54	26	—	—	I
10	1,5 4,9	0,7 u. 6,9	425	12 000	1,5	—	—	—	54	26	—	—	I
11	4,4	6,2	425	12 000	1,5	—	—	—	54	26	—	—	I
12	4,4	5,9	425	—	—	—	—	—	54	—	—	—	I
13	4,2	5,9	425	—	—	—	—	—	54	—	—	—	I
14	5,7	8,1	425	24 000	2,1	14	1,2	—	120	60	—	—	II
15 I	4,7	6,6	425	12 000	1,5	—	—	—	54	26	—	—	I
15 III	4,6	6,5	425	12 000	3,0	—	—	—	86	22	—	—	III
16	2,75	3,9	555	12 000	2,8	—	—	—	—	—	—	—	III
17	3,6	5,1	385	12 000	2,0	—	—	—	86	22	—	∼ 0	III
18	3,6	5,1	385	12 000	2,0	—	—	—	86	22	—	2 × 0,2	III
19	3,6	5,1	385	12 000	2,0	—	—	—	86	22	—	2 × 1,5	III
20	3,6	5,1	385	12 000	2,0	—	—	—	86	22	—	ohne Joch	III
21	1,7	2,4	435	250 000	0,55	—	—	—	135	135	—	2 × 0,2	IV
22	3,0	4,2	445	250 000	0,37	—	—	—	540	135	—	ohne Joch	IV
23 und 24	4,4	6,2	425	12 000	1,32	—	—	2,0	54	26	53	—	I
25 und 26	4,4	6,2	425	12 000	1,32	—	—	4,0	54	26	53	—	I
27	4,6	6,5	425	12 000	1,32	—	—	2,0	54	26	53	—	I
28	4,6	6,5	425	12 000	1,32	—	—	4,0	54	26	53	—	I
29	5,9 2,3 0,95	8,35 3,25 1,35	0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	I

*) Gleichstrom-Eichpunkt. $\bar{E} = 158$ Volt, $\bar{J} = 3{,}70$ Amp.

Tabelle II.

Hierin bedeuten w_1, w_2 und w_3 die Windungszahlen der Wicklungen, l die Länge des mittleren Kraftlinienweges in Zentimetern, q den Eisenquerschnitt in Quadratzentimetern und s die Blechstärke in Millimetern.

Kern Nr.	w_1	w_2	w_3	l	q	s	$\frac{w_1}{l}$	Form
I	54	variabel bis 53	53	22,3	10	0,08	2,3	ringförmig und geschlossen
II	120	60	—	60,0	12,5	0,08	2,0	„ „ „
III	86	22	—	35,0	9	0,3	2,46	rechteckig und mit abnehmbarem Joch
IV	135 od. 540	135	—	46,0	29	0,3	2,9 od. 11,7	„ „ „ „ „

Tafel I. **Prüfung auf Genauigkeit** (Sättigung = 16 $\frac{A.W.}{cm}$ max.).

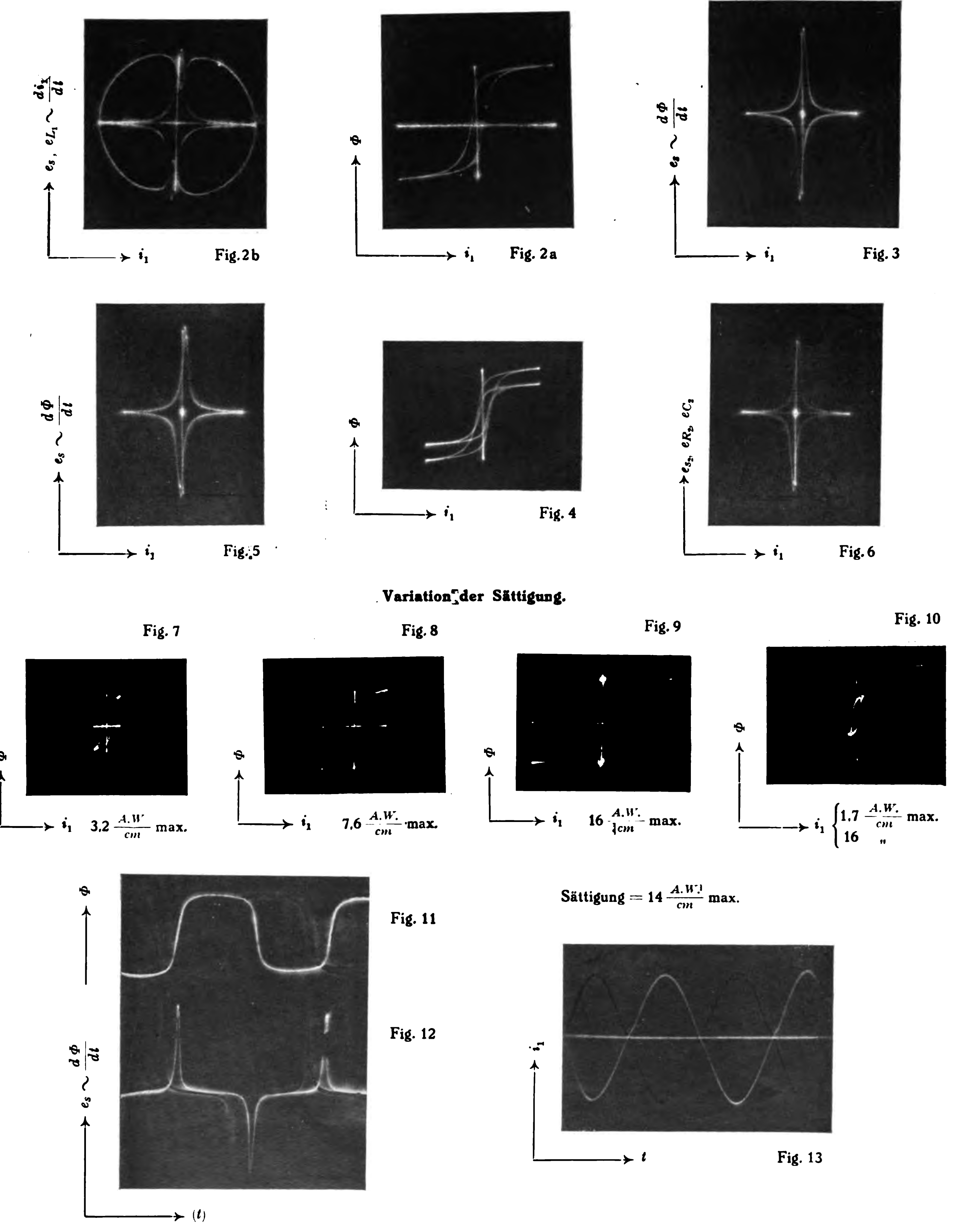


Fig. 2b

Fig. 2a

Fig. 3

Fig. 5

Fig. 4

Fig. 6

Fig. 7

Fig. 8

Fig. 9

Fig. 10

Fig. 11

Fig. 12

Fig. 13

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Zum Aufsatz K. Krüger und H. Plendl,
Aufnahme von Magnetisierungskurven mit der Braunschen Röhre.



Tafel II.

Kerne mit verschiedener Blechstärke.

Fig. 14

Φ — i_1 — $16\,\frac{A.W.}{cm}$ max. $s = 0{,}08$ mm

Fig. 15

Φ — i_1 — $11\,\frac{A.W.}{cm}$ max. $s = 0{,}08$ bzw. $0{,}3$ mm

Fig. 16

Φ — i_1 — $9{,}5\,\frac{A.W.}{cm}$ max. $s = 0{,}3$ mm

Variation des Luft-Spaltes.

Fig. 17

Φ — i_1 — $\delta = \sim 0$

Fig. 18

Φ — i_1 — $\delta = 2 \cdot 0{,}02$ cm

Fig. 21

Φ — i_1 — $\delta = 2 \cdot 0{,}02$ cm

Fig. 19

Φ — i_1 — $\delta = 2 \cdot 0{,}15$ cm

Fig. 20

Φ — i_1 — ohne Joch

Fig. 22

Φ — i_1 — ohne Joch

Vormagnetisierung mit Gleichstrom.

Fig. 24

Fig. 23

$\frac{d\Phi}{dt}, \frac{di_1}{dt}$ — Φ — i_1

Wechselstrom: $14\,\frac{A.W.}{cm}$ max.
Gleichstrom: 4,6 „

Fig. 27

Fig. 28

Φ — $\frac{d\Phi}{dt}$ — (t)

Fig. 26

Fig. 25

$\frac{d\Phi}{dt}, \frac{di_1}{dt}$ — Φ — i_1

Wechselstrom: $14\,\frac{A.W.}{cm}$ max
Gleichstrom: 9,2 „

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Zum Aufsatz K. Krüger und H. Plendl,
Aufnahme von Magnetisierungskurven mit der Braunschen Röhre.

d. h., es muß der Flächeninhalt der Kurven $\Phi \perp t$ (Fig. 27 und 28) über eine volle Periode genommen, verschwinden unter Berücksichtigung des Vorzeichens. Dies ist in Fig. 27 und 28 auch der Fall.

9. Arbeits-Diagramme.

Zum Schluß sei noch darauf hingewiesen, daß es nach unserer Methode auch ohne weiteres möglich ist, die Arbeitsdiagramme von Eisenkernen z. B. bei Frequenzvervielfachung aufzunehmen[17]). Auch von Wechselstrommaschinen können unter Vernachlässigung des Ohmschen Spannungsabfalles die Arbeitskurven aufgenommen werden, indem man die Maschinenspannung an den Indikatorkreis legt und die Kurve $\Phi \perp i$ aufnimmt. Die Fläche $\oint i \, d\Phi$ stellt dann die Arbeit in einer Periode dar.

10. Zusammenfassung.

Wir haben im vorstehenden ein Verfahren beschrieben, welches die direkte Aufnahme von Wechselstrom-Magnetisierungskurven geschlossener und offener Eisenkerne mit Hilfe der Braunschen Röhre gestattet. Nach ausführlicher Diskussion der Genauigkeit unserer Methode und der Vermeidung aller Fehlerquellen wurde eine Anzahl von Aufnahmen gebracht, welche die Abhängigkeit der Magnetisierungskurve von der Sättigung, der Blechstärke, der Größe des Luftspaltes und der Gleichstrom-Vormagnetisierung zeigen. Die interessanteste Frage, nämlich die nach der Frequenzabhängigkeit und der Temperaturabhängigkeit der Magnetisierkurve, konnte vorläufig nicht behandelt werden, da uns bisher keine Hochfrequenzquelle genügender Leistung zur Verfügung stand. Wir hoffen jedoch, die Untersuchung dieser Frage bald in Angriff nehmen zu können.

Wir möchten die Gelegenheit benutzen, Herrn Geheimrat Zenneck auch an dieser Stelle unseren verbindlichsten Dank auszusprechen für die Überlassung der Institutsmittel und viele gute Ratschläge zu vorstehender Arbeit.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule (Oktober 1925).

(Eingegangen am 15. 2. 1926.)

[17]) Vgl. dazu H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck, ds. Jahrb. **27**, S. 101, 1926.

Referate.

G. W. Pickard. Die Polarisation der Wellen in der drahtlosen Telegraphie. (The polarization of radio waves.) Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 205—212, 1926.

Die Anordnung zur Bestimmung des elektrischen Felds der Wellen bestand aus einem Hertzschen linearen Resonator von 8 m Länge, der auf einem hölzernen Turm von 7 m Höhe weitab von allen Hindernissen, die die Wellen hätten stören können, angebracht war. Er war sowohl um eine horizontale als um eine vertikale Achse drehbar. In der Mitte war der Resonator unterbrochen, und zwischen seinen beiden Hälften befanden sich die Empfangsapparate. Diese bestanden u. a. aus einem Zweifach-Zwischenverstärker für die Zwischenfrequenz 40 000/sec. und einem Einfach-Niederfrequenzverstärker, ebenso je einem Überlagerer für die Zwischen- und Niederfrequenz. Da die Sender telegraphische Zeichen gaben, so konnte die Intensität der Wellen nur telephonisch, nicht galvanometrisch gemessen werden.

Bei Tag war bei Sendern, deren Frequenz kleiner war als 1 oder 2×10^6/sec., die Intensität ein Maximum, wenn der Resonator vertikal war. Drehte man den Resonator um eine horizontale Achse in der durch den Sender gehenden Vertikalebene, so bekamen die Zeichen eine minimale Lautstärke, wenn der Resonator horizontal war. Wurde aus dieser Stellung heraus der Resonator durch Drehung um eine vertikale Achse aus der durch den Sender gehenden Vertikalebene herausgedreht, so verschwanden die Zeichen, wenn der Resonator senkrecht zu dieser Ebene war. Eine merkwürdige Beobachtung wurde bei dem Sender in Schenectady, der etwa 250 Kilometer fast genau westlich vom Empfangsort lag, gemacht: hier verschwanden die Zeichen, wenn der Resonator in der Nord-Süd-Ebene, aber 24^0 gegen die horizontale geneigt war. Danach ist zwar die Wellenfront senkrecht zur Vertikalebene Sender-Empfänger, aber das elektrische Feld ist nicht vertikal, sondern um 24^0 gegen die vertikale geneigt.

Im August 1925, und zwar meist in der Zeit von einer Stunde vor bis zwei Stunden nach Sonnenuntergang, wurden über 1300 Messungen an 379 Stationen gemacht, deren Frequenzen meist zwischen 3,5 und $4{,}0 \cdot 10^6$/sec. oder auch zwischen 7 und $8 \cdot 10^6$/sec. lagen. Im allgemeinen ergab sich hier, daß unter Nachtbedingungen und für Entfernungen über 50 km die Horizontalkomponente der elektrischen Feldstärke größer war als die vertikale. Das Verhältnis der Horizontal- zur Vertikalkomponente geht bis etwa zum Wert 5 : 1. Dieses Verhältnis hängt nur ab von der Frequenz und der Entfernung, dagegen nicht von der Richtung Sender — Empfänger. Bezüglich der Abhängigkeit von der Entfernung findet der Verfasser, daß für die beiden genannten Frequenzgebiete das Verhältnis der horizontalen zur vertikalen Komponente der Feldstärke ein Maximum hat zwischen 200 und 300 km und nach einem wenig definierten Minimum zwischen 500 und 1000 km für größere Entfernungen wieder größer wird.

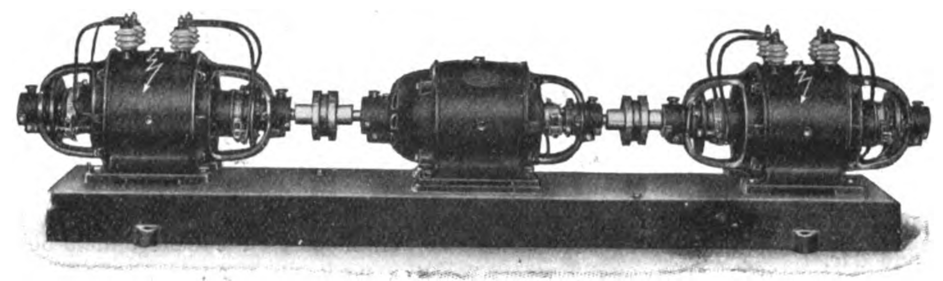
Für die Prüfung, ob die Richtung Sender — Empfänger irgend einen Einfluß hat, wie es zu erwarten ist, wenn das magnetische Erdfeld eine Wirkung auf die Ausbreitung der Wellen besitzt, standen Stationen in einem Sektor von 210^0 zur Verfügung. Es ließ sich kein solcher Einfluß feststellen.

Pickard hat dann noch Versuche mit einem horizontalen Sender, einem horizontalen „Dipol", der in einer Höhe von 90 m in der Richtung Nord — 30^0 — West angebracht war und mit der Frequenz $790 \cdot 10^3$/sec. betrieben wurde, gemacht. Die Ergebnisse waren genau dieselben wie bei vertikalen Sendern. [1])

Während der Fading-Periode änderte sich auch hier das Verhältnis der vertikalen zur horizontalen Komponente der Feldstärke von Minute zu Minute. Dabei schwankte die horizontale Komponente nicht in dem Maß wie die vertikale. Für die Praxis zieht Pickard aus seinen Beobachtungen den Schluß, daß es bei Entfernungen über 50 km und bei Frequenzen über 3 10^6/sec. während der Nacht günstig ist, für den Empfang die horizontale Komponente des elektrischen Felds der Wellen auszunützen, zumal da die horizontale Komponente von atmosphärischen Störungen nach seinen Beobachtungen weniger beeinflußt wird als die vertikale.

J. Zenneck.

[1]) Wenn man bedenkt, daß ein horizontaler Sender, der über dem Erdboden angebracht ist, auf größere Entfernungen wie ein gerichteter vertikaler Sender wirkt (vgl. H. von Hörschelmann, Jahrb. 5, 14 ff., 188 ff., 1911), so ist das nicht auffallend.



Band 27 Heft 6

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. **A. Esau** (Jena), Prof. Dr. **H. Faßbender** (Berlin), Dr. **L. de Forest** (New-York), Dr. **E. Grave** (Berlin), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Berlin), Dr. Dr. ing. e.h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Dr. **E. Nesper** (Berlin), Dr. **B. van der Pol jr.** (Eindhoven), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **W. Schottky** (Rostock), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. **M. Wien** (Jena), Prof. Dr. **H. Wigge** (Cöthen-Anh.),

herausgegeben von

Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

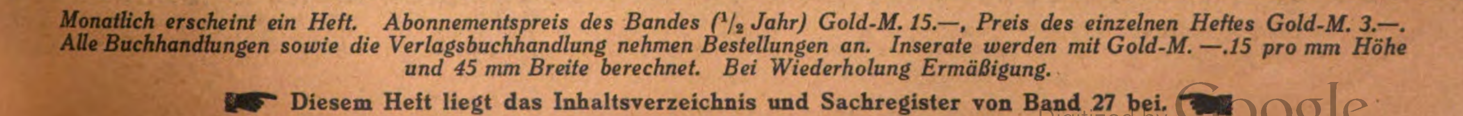
Schriftleitung: Dr. **E. Mauz**



BERLIN W

Verlag von M. Krayn

1926.



Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Diesem Heft liegt das Inhaltsverzeichnis und Sachregister von Band 27 bei.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftl. Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikal. Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Ein neuer Grundsatz für die Erzeugung von Schwingungen mit Elektronenröhren.

(Mitteilung aus dem Telegraphentechnischen Reichsamt.)

Von **F. Kiebitz.**

Inhalt:

1. Negative Ableitung.
2. Langsame Schwingungen.
3. Tonfrequente Schwingungen.
4. Hochfrequente Schwingungen.
5. Kleinste Wellenlängen.

1. Negative Ableitung von Schwingungskreisen.

Das Prinzip der Rückkopplung beherrscht gegenwärtig das Gebiet der Erzeugung elektrischer Schwingungen mit Elektronenröhren. Es beruht auf der Selbstverstärkung, die in einem gekoppelten Gebilde einsetzt, wenn in dem einen Kreise die Schwingung relaismäßig verstärkt wird.

Das Prinzip der negativen Widerstände hat bisher bei der Schwingungserzeugung mit Elektronenröhren weniger Anwendung gefunden, obgleich es bei der Flammenbogenerregung in Gebrauch ist. Die Gründe scheinen mir von zweierlei Art zu sein: Einmal sind die mittleren inneren Widerstände der handelsüblichen Röhren ihrem Betrage nach so groß, daß man nicht daran denken kann, sie in Leitungen einzuschalten, in denen Ströme von beträchtlicher Stärke fließen sollen, wie es beim Flammenbogen ohne weiteres gelingt. Zum andern bedarf es besonderer Mittel, um dem Verlauf des Stromes zwischen der Glühkathode und einer kalten Elektrode eine fallende Charakteristik zu geben; das wichtigste für diesen Zweck angewandte Mittel ist nach dem Vorgang von Hull[1]) die Emission von Sekundärelektronen an einer kalten Kathode geblieben.

[1]) Hull, Jahrbuch drahtl. Tel. **14**, S. 47. 157; 1919. Vgl. Holborn, Tel. Fernspr. Techn. **10**, S. 1, 17; 1921. — Salinger, Zt. f. techn. Phys. **5**, S. 96, 1924.

Indessen sind diese beiden Gründe, welche die Verwendung des Prinzips der negativen Widerstände erschweren, nicht stichhaltig. Was die negativen Widerstände, d. h. die Leiter mit fallender Charakteristik anlangt, so lehrt eine Betrachtung der Darstellung, die Barkhausen in seinem Buche „Das Problem der Schwingungserzeugung" gegeben hat, daß die Schwingungserzeugung durch Leiter mit fallender Charakteristik an keine besondere Schaltung gebunden ist; im besonderen ist sie nicht auf den Fall beschränkt, daß der negative Widerstand in der Strombahn des Schließungskreises L liegt, wie der Widerstand R in Fig. 1, sondern er kann ebensogut neben dem Kondensator C liegen, wie der Widerstand W in Fig. 1.

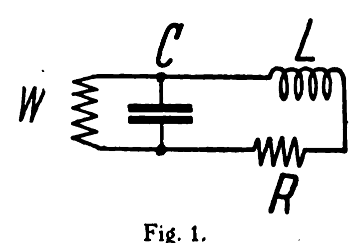


Fig. 1.

In vielen Fällen spielen die Widerstände W, die parallel zum Kondensator wirksam sind, keine Rolle neben den Leitungswiderständen R; die Vorgänge auf langen Leitungen werden jedoch wesentlich durch die Querwiderstände mitbestimmt; man bezeichnet sie in der Theorie der Leitungen als Ableitungswiderstände. Sie sind zahlenmäßig in allen praktischen Fällen größer als die vorhandenen Leitungswiderstände.

Jeder Schwingungskreis mit Leitungswiderstand R und

Ableitungswiderstand W bietet grundsätzlich zwei Möglichkeiten, Leiter von fallender Charakteristik zum Zweck der Schwingungserzeugung einzubauen: Erstens kann man dem Widerstand R eine fallende Charakteristik erteilen; dieser Weg empfiehlt sich beim Flammenbogen, weil der mittlere Widerstand des Flammenbogens zahlenmäßig einen geringen Betrag aufweist. Zweitens kann man dem Ableitungswiderstand W eine fallende Charakteristik erteilen; dieser Fall empfiehlt sich bei den Elektronenröhren im Hinblick auf ihren großen inneren Widerstand.

Es liegt auf der Hand, zum Unterschiede von negativen Leitungswiderständen in diesem Falle von negativer Ableitung zu sprechen oder besser von einer Schwingungserzeugung durch Zuleitung.

Die zweite Schwierigkeit, die der Verwendung von Leitern mit fallender Charakteristik bei der Schwingungserzeugung durch Elektronenröhren entgegensteht, ist ebenfalls nur eine scheinbare. Das Dynatron von Hull geht darauf aus, dem Strom, der zwischen der Emissionsquelle und einer positiv gespannten Elektrode fließt, eine fallende Charakteristik zu erteilen, und in derselben Richtung bewegen sich einige andere Erfindungen auf diesem Gebiet.

Betrachtet man nun die Charakteristik einer handelsüblichen Röhre mit einer heißen und mit zwei kalten Elektroden (Fig. 2). Sie sei bei einer Anodenspannung E_{ka} aufgenommen und stelle den Anodenstrom J_a in seiner Abhängigkeit von der Spannung E_{kg} zwischen Kathode und Gitter dar. Aus diesem Verlauf leitet sich die in Fig. 3 dargestellte Kurve her, welche unter denselben Bedingungen die Abhängigkeit des Anodenstroms J_a von der Spannung E_{ga} zwischen Gitter und Anode darstellt. Man erkennt, daß unter den gebräuchlichen Betriebsbedingungen einer Elektronenröhre die Abhängigkeit von Strom und Spannung für die Strombahn zwischen Gitter und Anode sich durch eine fallende Charakteristik darbietet. In der Tat steigt ja im Gebiet des geradlinigen Teils der gebräuchlichen Röhrencharakteristik der Anodenstrom an, wenn die Spannung zwischen Gitter und Anode sinkt.

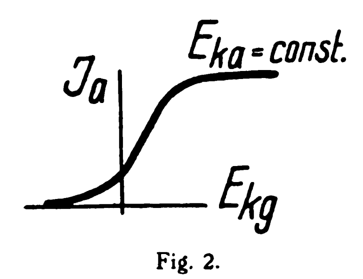


Fig. 2.

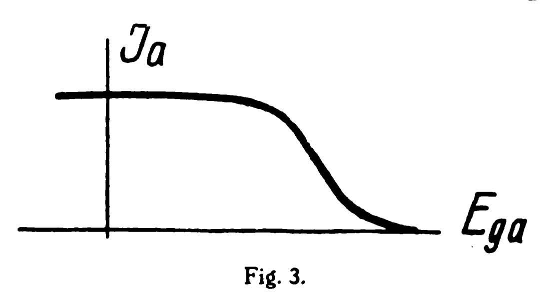


Fig. 3.

Diese Eigenschaft macht jede handelsübliche Röhre ohne weiteres geeignet, Schwingungskreise zu entdämpfen; man hat nur nötig, die Belegungen eines Kondensators in dem Gebilde, dessen Schwingungen erregt werden sollen, mit Gitter und Anode der Röhre zu verbinden, und dafür zu sorgen, daß die Spannung zwischen Kathode und Gitter auf einem günstigen mittleren Werte gehalten wird.

Nach diesem Grundsatz kann man ohne besondere Hilfsmittel mit den gebräuchlichen Röhren Schwingungen jeder Frequenz unmittelbar durch Zuleitung von Energie aus dem Gleichstromkreise in den Schwingungskreis erzeugen. Ob und wie sich das erläuterte Prinzip schaltungsmäßig gegen Rückkopplungsanordnungen abgrenzen läßt, soll vorerst unerörtert bleiben. Doch sollen von den Vorzügen dieser Vorstellungsweise die folgenden Beispiele ein Bild geben.

2. Langsame Schwingungen.

Will man Schwingungskreise für kleine Frequenzen zusammenstellen, so muß man Spulen von großer Selbstinduktion L und Kondensatoren von großer Kapazität C anwenden. Die große Selbstinduktion einer Spule wird mit großen Drahtlängen erreicht, die einen unvermeidlichen Widerstand R mit sich bringen. Die Frequenz $\frac{R}{L}$ ist diejenige Eigenschaft der Spule, die angibt, wie oft in der Zeiteinheit ein in der kurzgeschlossenen Spule fließender Strom seine Stärke im Verhältnis 1 : e = 1 : 2,178 . . verkleinert.

Diese Größe $\frac{R}{L}$ beeinflußt bekanntlich die Periode und die Dämpfung der in dem Kreise möglichen Schwingung. Im besonderen wird der Kreis aperiodisch, wenn ein verlustfreier Kondensator von solcher Kapazität C angeschlossen wird, daß die Beziehung erfüllt ist:

$$\frac{1}{L \cdot C} = \left(\frac{R}{2L}\right)^2.$$

Die Kondensatoren, mit denen eine Spule von bestimmtem $\frac{R}{L}$ schwingungsfähige Kreise bilden kann, haben also Kapazitäten, die kleiner sind als:

$$C_m = \frac{4L}{R^2}$$

Die Frequenz

$$\frac{1}{\sqrt{LC_m}} = \frac{R}{2L}$$

ist diejenige eines verlustfreien Kreises mit der Selbstinduktion der gegebenen Spule und dem zugehörigen aperiodischen Kondensator. Sie stellt also diejenige langsamste Frequenz dar, die mit einer Spule von bestimmter Selbstinduktion L und bestimmten Widerstand R bestimmt nicht mehr herstellbar ist.

Die größte Spule, die mir zugänglich war, bestand aus der sekundären Wicklung eines Hochspannungstransformators, der eine Masse von mehreren Tonnen besitzt. Bei geringer Belastung weist diese Spule eine Selbstinduktion von rund 36 Kilohenry auf, und ihr Gleichstrom-Widerstand beträgt rund 26 Kiloohm. Hieraus berechnet man nach der obigen Formel als Grenze der herstellbaren Frequenzen

$$\frac{R}{2L} = 0{,}36 \ldots \text{sek}^{-1}$$

oder als Periode der langsamsten Schwingungen: $2\pi : 0{,}36 =$ 17 sek.

Es liegt auf der Hand, daß man nicht hoffen kann, diese langsame Schwingung zu verwirklichen, denn außer dem Kupferwiderstand der Spule sind in Form von großen Hystereseverlusten im Eisen und von einer geringen Ableitung im Kondensator noch mehr Verluste vorhanden, die in den obigen Formeln nicht in Rechnung gesetzt worden sind.

Die aperiodische Kapazität beträgt für den Fall dieser Spule:

$$C_m = 213 \text{ Mikrofarad.}$$

Mit den gebräuchlichen Fernsprechkondensatoren, die paraffiniertes Papier als Isolator haben, gelang es, noch bei 16 μF Schwingungen zu unterhalten, wenn das Prinzip der negativen Ableitung angewendet wurde; die Schwingungsdauer betrug dann 5 sek.

Die benutzte Anordnung ist in Fig. 4 dargestellt: L ist die beschriebene sekundäre Transformatorspule; sie ist in der Mitte an die Erde gelegt; ihre Enden sind mit den Kondensatorbelegungen verbunden (C) sowie mit Gitter G und Anode A einer Elektronenröhre. Die Glühkathode K ist über eine Batterie B_g, deren Spannung für jede Röhre passend gewählt wird, mit der Erde verbunden. Die Anodenbatterie B_a ist zwischen Spule und Anode eingeschaltet.

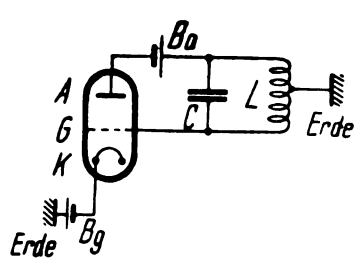


Fig. 4.

Die benutzte Röhre war entweder eine Röhre der Type R S 5 der Telefunkengesellschaft oder eine Röhre mit Oxydkathode, Type OBE der Firma Siemens und Halske; beide sind für Leistungen von wenigen Watt eingerichtet. Mit Rücksicht auf die geringe Durchschlagfestigkeit der Kondensatoren wurden die Röhren nicht voll belastet; die maximalen Stromstärken im Schwingungskreise betrugen einige Milliampere.

Der Verlauf dieser langsamen Schwingungen läßt sich mit Gleichstrominstrumenten verfolgen; dabei zeigt sich, daß er nicht sinusförmig ist; aus der Zeigerbewegung erkennt man einerseits den Verlauf der Röhrencharakteristik, andererseits die Oberschwingungen, die der Grundschwingung überlagert sind. Für Unterrichtszwecke empfiehlt es sich, in drei Stromzweige, die an einer Stelle zusammenlaufen, Milliamperemeter einzuschalten. Man kann dann die vektorielle Addition der Ströme unmittelbar zur Anschauung bringen.

Zur Beurteilung der Verluste, die der Kondensator C infolge seines Ableitungswiderstandes W erfährt, wurde die Zeit WC unmittelbar bestimmt, in der die Spannung des geladenen Kondensators auf den e—ten Teil abfällt; zu dem Zweck wurde das Absinken der Spannung mit einem geeichten Wulfschen Fadenelektrometer verfolgt; die Spannung sank in 185 sek. auf den e-ten Teil ihres Betrages, woraus sich ein Ableitungswiderstand von 11,5 Megohm ergibt.

3. Tonfrequente Schwingungen.

Die Erzeugung tonfrequenter Schwingungen hat für meßtechnische Zwecke Bedeutung. Unter den Röhren der Verstärkertechnik habe ich keine gefunden, mit der es nicht gelungen wäre, auch nach dem Grundsatz der Zuleitung Schwingungen in Kreisen zu unterhalten, die aus den mannigfaltigsten Spulen mit und ohne Eisenkern und aus den verschiedensten Kondensatoren zusammengesetzt sind. Zahlreiche Schaltungen bieten sich je nach den vorhandenen Mitteln dar; sie unterscheiden sich untereinander vor allem durch die auch sonst gebräuchlichen Mittel, Gleichstrom- und Wechselstrom-Kreise zu trennen, also durch Sperrkondensatoren und Drosselspulen in mannigfacher Verwendung sowie durch den Ort, wo die Stromquellen eingeschaltet sind. Gemeinsam ist allen Anordnungen, daß nur ein Schwingungskreis vorhanden zu sein braucht, und daß die Belegungen seines Kondensators an Gitter und Anode angeschlossen sind; die Verbindung zwischen Kathode und Gitter wird so geführt, daß die Kathode von der Wechselspannung frei bleibt.

Als Spulen verwendet man im Gebiet der hörbaren Frequenzen mit Vorteil die Pupinspulen der Fernsprechtechnik, weil sie verhältnismäßig verlustarm hergestellt werden. In Fig. 5 ist das Beispiel einer tonfrequenten Schwin-

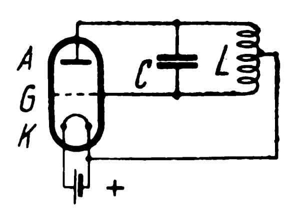


Fig. 5.

gungserregung dargestellt: Der Schwingungskreis, der die Frequenz bestimmt, besteht aus einer Pupinspule L, deren beide Windungen hintereinander benutzt werden und dann 0,192 Henry-Selbstinduktion zeigen; die Mitte ist mit der Glühkathode verbunden, die Enden führen an die Belegungen eines unterteilten Glimmerkondensators C, der in der Umgebung von 0,1 Mikrofarad benutzt wird; seine Belegungen sind anderseits an das Gitter G und die Anode A einer Röhre geführt.

Die erzielten Wechselstromleistungen habe ich in ihrer Abhängigkeit von den für den Betrieb der Röhren aufgewandten Leistungen bisher nicht systematisch gemessen; doch mag zur Veranschaulichung der Wirksamkeit des Prinzips die Angabe dienen, daß bei Verwendung eines mit 4 Volt geheizten OBE-Rohres eine besondere Anodenbatterie sich erübrigte, sofern nur der positive Pol der Heizbatterie mit der Spule verbunden wurde. Die erregte Schwingung war in dieser Anordnung immer noch kräftig genug, um in einem einpolig an den Kondensator angelegten Kopffernhörer einen Ton hervorzurufen oder einen Lautsprecher zu betreiben, der zwischen der Anode und dem negativen Pol der Batterie angelegt werden konnte; dieser Lautsprecher muß einen beträchtlichen Wechselstromwiderstand besitzen, damit er als Drossel wirkt und den Schwingungsvorgang nicht merklich beeinflußt. Z. B. war ein Lautsprecher der Firma Reinhardt & Co. in Cöpenick geeignet; er zeigt 2000 Ohm Gleichstromwiderstand und bei schwacher Belastung 5 Henry, bei Sättigung $^1/_5$ Henry Selbstinduktion.

Selbstverständlich wird bei Anwendung einer Anodenbatterie auch in diesem Beispiel die Amplitude der erregten Schwingung gesteigert.

Soweit man nach dem subjektiven Eindruck urteilen kann, ist die Frequenz der erregten Schwingungen bei diesen Anordnungen bemerkenswert konstant; auch fallen die störenden Zieherscheinungen fort, die bei der Rückkopplung auftreten.

4. Hochfrequente Schwingungen.

Für das Gebiet der unhörbar hohen Frequenzen hat sich im Laufe der Zeit die in der Fig. 6 dargestellte Anordnung als besonders bequem herausgebildet: Die Belegungen eines Drehkondensators C sind wiederum einerseits mit Anode A und Gitter G einer Elektronenröhre verbunden, andererseits mit den Enden einer Spule L; ein Sperrkondensator S ermöglicht es, die Anodenspannung anzulegen; er ist zu dem Zweck in die spannungsfreie Spulenmitte ein-



geschaltet. Die negativen Pole von Anoden- und Heizbatterie sind miteinander verbunden.

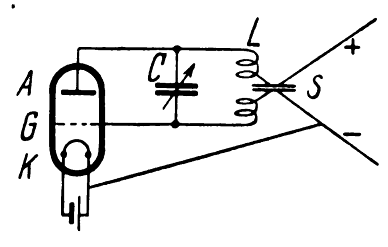


Fig. 6.

Die beiden Hälften der Spule L sind dabei als Flachspulen hergestellt worden, und zwar liegen die Außenwindungen dieser Flachspulen am Sperrkondensator, wo keine merklichen Spannungsschwankungen auftreten, während die Innenenden an den Kondensator geführt sind und Wechselspannung führen. Durch diese Maßnahmen wird erreicht, daß die Spulen kein elektrisches Feld im Außenraume bilden; und damit fällt ein wesentlicher Grund für die sogenannte Kapazitätsempfindlichkeit des Schwingungskreises fort.

Diese Röhrengeräte zeigen eine bemerkenswerte Konstanz der erregten Frequenz, die auch keine wesentliche Abhängigkeit von der benutzten Röhre aufweist. Sie lassen sich darum so gut eichen wie die gebräuchlichen Wellenmesser und sind als solche verwendbar. Mit den handelsüblichen Drehkondensatoren und mit Spulen, die bei 6 cm Durchmesser sehr verschiedene Windungszahlen haben, stellt man leicht die Schwingungen zwischen 10 km und 10 m Wellenlänge her. Mit der Heizstromstärke ändert sich die Frequenz ein wenig; doch muß man die besonders scharfe Resonanz mit piezoelektrischen Kristallen[2]) anwenden, um die Frequenzänderungen festzustellen, die grobe Änderungen der Heizstromstärke hervorrufen.

Mit großen Senderöhren lassen sich in durchschlagsicheren Kreisen in der gleichen Weise auch Schwingungen mit großer Leistung herstellen, ohne daß neue wesentliche Schwierigkeiten auftreten. Vermutlich würde es Vorteile bieten, wenn man statt der üblichen Röhren mit Gitter und Anoden solche mit zwei gleich ausgeführten kalten Elektroden haben könnte.

5. Kleinste Wellenlängen.

Die Frequenz der herstellbaren Schwingungen findet nach oben ihre Grenze in den Abmessungen der Elektroden. Man erhält mit der Anordnung der Fig. 6 noch Schwingungen, wenn man keinen besonderen Kondensator C verwendet. An Stelle von C ist dann ein Kondensator wirksam, dessen Belegungen Gitter und Anode der Röhre darstellen. Auch die Spule L der Anordnung 6 kann fortfallen, und die Verbindungsleitungen von S zu A und G übernehmen die Aufgabe, ein Magnetfeld zu bilden. So entsteht die in Fig. 7 dargestellte Anordnung.

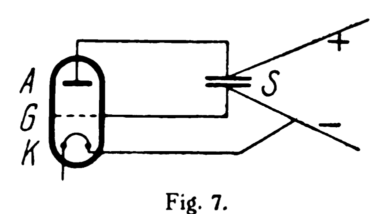


Fig. 7.

Mehrere Röhren der Verstärkertechnik wurden auf diese Weise untersucht. Zur Wellenmessung dienten dabei Lechersche Drähte, als Indikatoren aperiodische Detektorkreise mit talergroßen Spulen und empfindlichen Zeigergalvanometern (Nadirinstrumente).

Die gemessenen Wellenlängen betrugen mehrere Meter; man konnte sich leicht überzeugen, daß der Schwingungsvorgang in der gedachten Weise sich vollzog, so daß der Sperrkondensator in einem Knoten der Schwingung lag; wenn man nämlich die Zuleitungen von S zu A oder G berührte, so zerstörte man die Schwingung; nur unmittelbar am Sperrkondensator hatte die Berührung keinen Einfluß auf den Vorgang.

Die Schwingungen kamen noch zustande, wenn der Sperrkondensator dicht an die Röhre gelegt wurde, so daß praktisch nur die Durchführungen vom Röhrensockel zu dem Kondensator (Gitter-Anode) den Schließungskreis bildeten. Diese durch den inneren Aufbau der Verstärkerröhren bedingten Schwingungen wiesen bei den von mir untersuchten Verstärkerröhren Wellenlängen auf, die nie unter 2 m Länge lagen, entsprechend einer Kapazität von 5 cm und einer Selbstinduktion von 200 cm; jedenfalls sind diese Werte nach den geometrischen Abmessungen der Röhrenelektroden und ihren Verbindungen zum Sockel nicht unwahrscheinlich.

Es liegt nahe zu vermuten, daß diese Schwingungen gelegentlich auch unbeabsichtigt auftreten, wenn die äußeren Zuleitungen zum Sockel zufällig genügende Kapazität besitzen, und die Rolle des Sperrkondensators übernehmen: denn es genügen hierfür Kapazitäten von 10^{-4} Mikrofarad.

Eine Art von Hertzschem Sender wurde nach demselben Verfahren erregt, und zwar mit einer größeren Senderöhre, so daß die erregten Felder mit kleinen Glühlampen — als Indikatoren in den Resonanzkreisen — untersucht werden konnten. Als Senderöhre diente die Telefunken-Röhre der Type R S 17, die mit 16 Volt Heizspannung und 300 Volt Anodenspannung betrieben wird. In der Fig. 8 ist nur

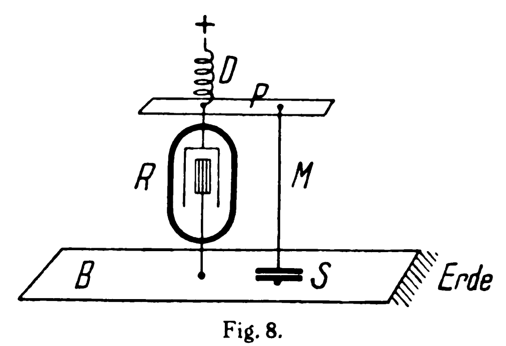


Fig. 8.

Gitter und Anode gezeichnet; der Heizdraht ist mit der Erde verbunden und nicht mitgezeichnet. Der Aufbau des Senders war der folgende: Der Tisch war mit einem Aluminiumblech B belegt, das mit breiten Kupferbändern an die Erde angeschlossen war; einen halben Meter über dem Tisch befand sich eine Aluminiumplatte P von ½ m Länge und ¼ m Breite; ein senkrechter Messingstab M verband die beiden Platten; an seinem unteren Ende war er durch den Sperrkondensator S unterbrochen; neben dem Stab stand die Röhre, mit ihrer Anode an P angeschlossen, mit dem Gitter an B. Die Anodenspannung wurde über eine Drossel D zugeführt.

Die Wellenlängen wurden mit Lecherschen Drähten bestimmt, auf denen Bügel mit kleinen Glühlampen verschoben wurden. Sie betrugen je nach den benutzten Abmessungen von P und M 4 bis 6 m. In abgestimmten Resonanzkreisen kamen kleine Glühlampen, die bei ½ Watt schon deutlich leuchten, noch in einigen Metern Abstand zum Glühen.

[2]) E. Giebe und A. Scheibe, ETZ. 47, S. 380, 1926.

Die Leistung, die dem Sender entzogen werden kann, läßt sich schwer messen, weil man ihn aus geometrischen Gründen nicht fest genug mit Energie entziehenden Kreisen koppeln kann. Als Anhalt kann dienen, daß einem ähnlichen Gebilde, das eine geschlossenere Form besaß, 35 Watt (mit Glühlampen bestimmt) entzogen werden konnten, ohne daß die Schwingung erloschen wäre oder auch nur eine Wellenänderung eingetreten wäre, die ein Wellenmesser angezeigt hätte. Wo die obere Grenze der möglichen Leistungsentziehung lag, konnte nicht festgestellt werden.

Der Aufbau der Fig. 8 gab Anlaß zu einer vorläufigen Beobachtung, die zum Schluß erwähnt werden soll: Wurde M und S fortgelassen, so daß kein schwingungsfähiges Gebilde mehr erkennbar war, so kamen in unmittelbarer Nähe der Röhre doch noch Glühlampen mit einigen Watt zum Leuchten, wenn sie in Drahtschlingen von einigen Zentimetern Durchmesser eingeschaltet waren. Vermutlich handelte es sich um Vorgänge, wie sie Barkhausen und Kurz beschrieben haben. Mit Lecherschen Drähten konnten bis herab zu 10 cm Länge keine Resonanzvorgänge festgestellt werden, sondern es ergab sich das Bild eines kontinuierlichen Spektrums im Bereich von fingerlangen Wellen.

Zusammenfassung.

Die Stromspannungs-Charakteristik zeigt zwischen Gitter und Anode der handelsüblichen Elektronenröhren einen fallenden Verlauf, der dem Gebilde Gitter-Anode die Eigenschaften eines negativen Widerstandes verleiht. Dieser kann, parallel zum Kondensator eines Schwingungskreises angeordnet, Schwingungen unterhalten. Es werden Versuche beschrieben, bei denen es gelungen ist, alle Schwingungen zwischen 5 sek und 10^{-8} sek Schwingungsdauer mit Anordnungen zu erzeugen, die unter diesem Gesichtspunkt hergestellt wurden.

(Eingegangen am 7. 5. 1926.)

Ein Vergleich zwischen Transformatorenverstärker und Widerstandsverstärker.

Von **Manfred von Ardenne.**

In den folgenden Zeilen soll ein kritischer Vergleich zwischen Rundfunkverstärkern mit Transformatorenkopplung (ohne Resonanzabstimmung) und mit Widerstandskopplung durchgeführt werden. Die Untersuchung wird sich in erster Linie mit der Klarstellung der Verstärkungseigenschaften der beiden Verstärkerarten befassen.

Nach der allgemeinen Verstärkertheorie [1]) ist bekanntlich der lineare Verstärkungsgrad einer Röhrenanordnung nahezu

$$V = \frac{1}{2}\sqrt{\eta}\,\sqrt{\mathfrak{R}_g}\,\sqrt{\frac{S}{D}}$$

In diesem Ausdruck berücksichtigt η die Verluste, die durch schlechte Anpassung der äußeren an die inneren Widerstände im Gitter- und Anodenkreise entstehen, und berücksichtigt ferner bei Transformatorenverstärkern noch die Transformatorenverluste. Bei den in der Rundfunktechnik üblichen Transformatoren und Röhrenabmessungen kann η praktisch mit etwa 40% angenommen werden. Wenn man die Güte der handelsüblichen Eingitterröhren (Heizleistung zirka 0,3 Watt) zu

$$G = \frac{S}{D} = 2{,}5 \cdot 10^{-3}\ \frac{\text{Watt}}{\text{Volt}^2}$$

ansetzt, so hängt die erreichbare Verstärkung nur von dem Wert des wirksamen Gitterwiderstandes $\mathfrak{R}_g$, der ein Maß für die Güte der Schaltung ist, ab.

Die wirksame Gitterkapazität einer Röhre beträgt unter Berücksichtigung der dynamischen Gitter-Anodenkapazität etwa 30 cm [2]). Der Blindwiderstand dieser Kapazität bestimmt, wenn man die Gitterströme und Isolationsverluste vernachlässigt, den wirksamen Gitterwiderstand. Für die Frequenz 1000 ist der Blindwiderstand dieser Kapazität $5 \cdot 10^6$ Ohm. — Zur Erreichung der maximalen Verstärkung muß der innere Widerstand des vorhergehenden Stromkreises an diesen hohen Gitterwiderstand angepaßt sein, was durch Transformatoren mit geeigneten Windungszahlen geschieht. Wichtig ist nun, daß bei dieser Anpassung durch die Eigenkapazität der am Gitter liegenden Transformatorenwicklung, die angenähert 70 cm beträgt, der wirksame Gitterwiderstand erheblich verringert wird. Der wirksame Gitterwiderstand bei Transformatorenverstärkern (ohne Resonanz) ist also entsprechend einer wirksamen Gitterkapazität von etwa 100 cm für die Frequenz 1000 $\mathfrak{R}_g = 1{,}5 \cdot 10^6$ Ohm. — Die bei diesem wirksamen Gitterwiderstand mit handelsüblichen Röhren und günstigen [3]) Transformatoren erreichbare Verstärkungsziffer ergibt sich zu $V = 19$.

Bei Verstärkern mit Widerstandskopplung läßt sich eine ähnliche Formel für den linearen Verstärkungsgrad

$$V = \frac{1}{2}\sqrt{\eta}\,\sqrt{|\mathfrak{R}_a|}\,\sqrt{G_a}\ ^{4)}$$

entwickeln.

---

[1]) Siehe Prof. Barkhausen „Elektronenröhren" (2. Auflage). Verlag Hirzel. 1923. S. 88 ff.

[2]) Die scheinbare Kapazität hängt zum Teil von der Verstärkung ab, was bei diesem Vergleich jedoch vernachlässigt werden soll.

[3]) Das Übersetzungsverhältnis soll hierbei in erster Annäherung $\ddot{u} = \sqrt{\frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}|}}$ betragen.

[4])
$$V = \frac{1}{D} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a| + R_{i(a)}};$$

$$|\mathfrak{R}_a| = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{R_a^2} + (\omega C_{sch})^2}} = R_a \cdot \cos\varphi;$$

$$\operatorname{tg}\varphi = R_a \cdot \omega \cdot C_{sch}$$

hieraus ergibt sich:

$$V = \sqrt{\frac{1}{D^2 \cdot R_{i(a)}} \cdot R_a \cos\varphi \cdot \frac{1}{\frac{|\mathfrak{R}_a|}{R_{i(a)}} + \frac{R_{i(a)}}{|\mathfrak{R}_a|} + 2}};$$

$$\frac{1}{\frac{|\mathfrak{R}_a|}{R_{i(a)}} + \frac{R_{i(a)}}{|\mathfrak{R}_a|} + 2} = \frac{\eta}{4}$$

$V = \frac{1}{2}\sqrt{\eta}\,\sqrt{|\mathfrak{R}_a|}\,\sqrt{G_a}$. Bei Widerstandsverstärkern ist bekanntlich der wirksame Gitterwiderstand einer Röhre immer gleich dem wirksamen Anodenkreiswiderstand der vorhergehenden Röhre.

Der Faktor η wird hier, da bei den Kopplungsgliedern (Ohmsche Widerstände) nicht von Verlusten gesprochen werden kann, nur noch die Verluste durch schlechte Anpassung des Röhrenwiderstandes an den äußeren Scheinwiderstand zu berücksichtigen haben. Der Wirkungsgrad ist hier:

$$\eta = \frac{4}{\frac{|\mathfrak{R}_a|}{R_{i(a)}} + \frac{R_{i(a)}}{|\mathfrak{R}_a|} + 2}.$$

Fig. 1 gibt die Kurve der Werte für η bei verschiedenen Verhältnissen $\frac{R_{i(a)}}{|\mathfrak{R}_a|}$. η hat ein Maximum (wird 1), wenn der wirksame innere Widerstand der Röhre $R_{i(a)} = |\mathfrak{R}_a|$ ist.

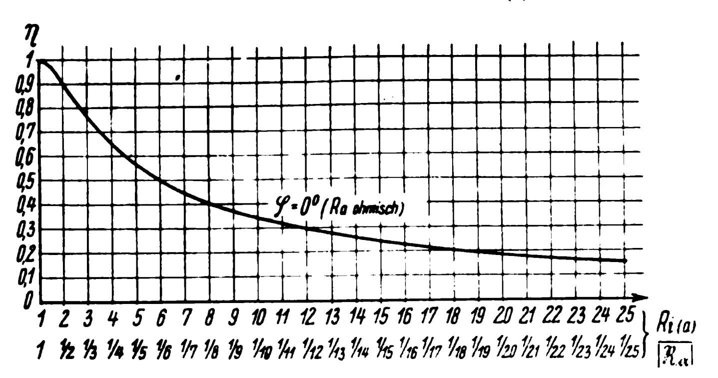


Fig. 1.

Der wirksame Anodenwiderstand wird hier bestimmt durch den Ohmschen Gitterableitewiderstand der folgenden Stufe (5—10 · 10⁶ Ohm) und wieder durch die schädlichen Eigenkapazitäten (30 cm). Um eine bei Rundfunkverstärkern ausreichende Frequenzunabhängigkeit des wirksamen Anodenwiderstandes zu erhalten, wird der zur Kopplung benutzte Ohmsche Widerstand R_a vorteilhaft nicht größer als $3 \cdot 10^6$ Ohm gewählt. — Bei diesen Abmessungen hat der äußere Widerstand für die Frequenz 1000 einen absoluten Betrag von etwa $1{,}5$—$2 \cdot 10^6$ Ohm.

Bei den geringen Anodenströmen, die bei üblichen Anodenspannungen und großen Ohmschen äußeren Widerständen fließen, ist die wirksame Steilheit S_a auf der statischen Kennlinie und somit auch die wirksame Güte $G_a = \frac{S_a}{D}$ relativ gering. Während die wirksame Güte der Widerstandsverstärkerröhren bisher bei Anodenströmen von $1 \cdot 10^{-5}$ Ampere durchschnittlich nur etwa $G_a = 0{,}8 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Watt}}{\text{Volt}^2}$ und weniger betrug, konnte in letzter Zeit die wirksame Güte bei diesem Stromwert auf $G_a = 1{,}7 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Watt}}{\text{Volt}^2}$ gesteigert werden. Diese Verbesserung, die auf Verringerung des Gitterradius zurückzuführen ist, wird bei Spannungsverstärkerröhren mechanisch möglich, weil bei diesen die Fäden nur relativ schwach geheizt zu werden brauchen. Die Daten einer solchen Röhre sind aus Fig. 2 zu ersehen [5]).

[5]) Ebenso, wie bei der Transformatorenkopplung ist auch hier eine besonders günstige Dimensionierung für die Frequenz 1000 angegeben. Für Rundfunkverstärker wird man besser die günstigste Dimensionierung für eine höhere Frequenz (etwa $f = 4000$) ermitteln. Bei $R_a = 3 \cdot 10^6$ Ohm, $C_{sch} = 30$ cm und $f = 4000$ beträgt $|\mathfrak{R}_a| = 1 \cdot 10^6$ Ohm. Um einen guten Wirkungsgrad zu erhalten, soll der wirksame innere Widerstand nur etwa $1 \cdot 10^6$ Ohm betragen. Bei den Konstanten der Röhre mit engem Gitter wird dann für $E_a = 100$ und $E_g = -1$ etwa $D_{opt} = 2{,}5\,\%$ ($G_a = 1{,}6 \cdot 10^{-3}$ Watt/Volt²). Es ist leicht zu übersehen, wie sich die Zahlenwerte hierbei ändern.

Die Abhängigkeit der wirksamen Güte und des wirksamen inneren Widerstandes vom Ohmschen äußeren Widerstand ist in Fig. 3 für diese Röhre bei einer Anodenspannung von 94 Volt und einer Gitterspannung von — 0,5 Volt gemessen

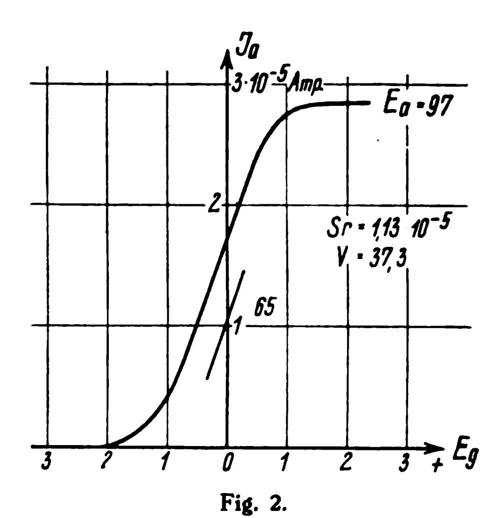


Fig. 2.

Widerstandsverstärkerröhre *LA* 77 (Versuchstype).

$J_H = 0{,}065$ Amp. $R_{i(a)} = 2{,}8 \cdot 10^6$ Ohm
$E_H = 1{,}4$ Volt $S_a = 2{,}46 \cdot 10^{-5}$ Amp./Volt
$D = 1{,}45\,\%$ $G_a = 1{,}70 \cdot 10^{-3}$ Watt/Volt²
$R_a = 3{,}3 \cdot 10^6$ Ohm ($E_g = -0{,}5$ Volt)

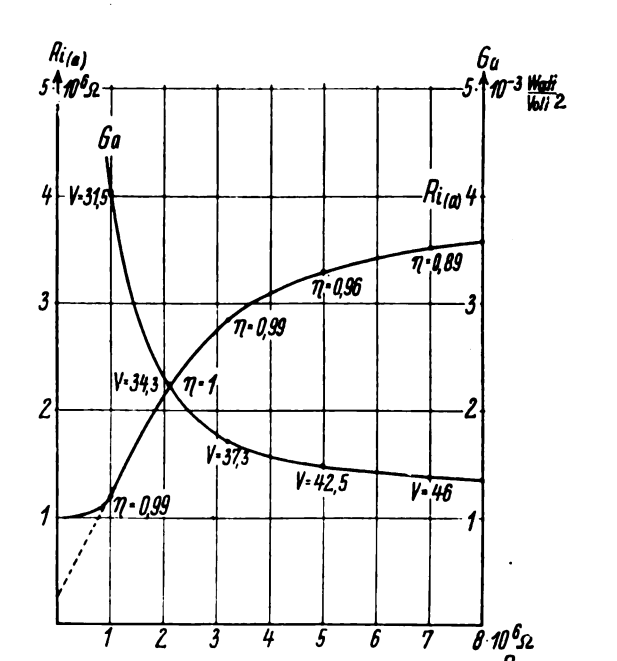


Fig. 3.

Widerstandsverstärkerröhre *LA* 77 (Versuchstype).
Wirksamer innerer Widerstand bzw. wirksame Güte in Abhängigkeit vom äußeren Widerstand.

$D = 1{,}45\,\%$ $E_a = 94$ Volt
$E_H = 1{,}62$ (normal 3,0) Volt $E_g = -0{,}5$ Volt

worden. — Die Gitterspannung von nur — 0,5 Volt ist, wie Versuche zeigten, praktisch ausreichend, was teilweise seinen Grund in der schwachen Kathodenheizung (geringe Gitterströme) haben dürfte. Ebenso ist auch der Durchsteuerungsbereich der in Fig. 2 gemessenen Röhre genügend groß, denn einer Wechselspannung von 0,5 Volt entspricht nach der Verstärkung die Wechselspannung von 12—14,5 Volt, die



selbst in größeren Endverstärkerröhren nicht mehr verzerrungsfrei verstärkt werden kann. —

Wenn man die angegebenen der Praxis entnommenen Daten in die Formel für den linearen Verstärkungsgrad bei Widerstandsverstärkern

$$V = \frac{1}{2}\sqrt{\eta}\,\sqrt{|\mathfrak{R}_a|}\,\sqrt{\frac{S_a}{D}}$$

einsetzt, so erhält man für die Frequenz 1000 eine 25 bis 29fache Verstärkung.

Ein Vergleich an Hand der Verstärkerformel ergibt, daß bei Widerstandskopplung unter Anwendung richtig dimensionierter Röhren keine Verluste auftreten, η wird 1 [6]). Weiterhin ist die Anpassung durch geeignete Dimensionierung der Röhren bei Widerstandskopplung günstiger als bei Transformatorenkopplung, weil hier die Eigenkapazitäten der Transformatorenwicklungen (zirka 70 cm) fortfallen. Dieser Vorteil wird allerdings teilweise wieder aufgehoben durch die Wirkung des bei Widerstandsverstärkern erforderlichen Gitterableitewiderstandes. Sowohl η wie $|\mathfrak{R}_a|$ besitzen bei günstig dimensionierten Widerstandsverstärkern größere Werte als bei Transformatorenverstärkern. Der dritte die Verstärkung bestimmende Faktor, die wirksame Güte G_a, ist bei älteren Widerstandsverstärkerröhren geringer als bei Transformatorenkopplung. Erst bei der neuen Widerstandsverstärkerröhre ist eine wirksame Güte erreicht, die fast der Güte der üblichen Röhren in Leistungsverstärkern entspricht. —

Ein Widerstandsverstärker mit den vorgeschlagenen Abmessungen und der Spezialröhre mit engem Gitter besitzt eine wesentlich höhere Verstärkung als ein Transformatorenverstärker. Dieses Resultat wird praktisch durch eine eindeutige Messung bestätigt. Die Messung kann so vorgenommen werden, daß an die Gitterkreise der ersten Röhren (E) der analog aufgebauten Verstärker (Fig. 4) eine konstante Wechselspannung gelegt und die Ausgangsleistung (bzw. Spannung) gemessen wird. — Der Vergleich ist einwandfrei, wenn die gleichen Endröhren und Anodenspannungen benutzt werden, da auch die Gitterkreise der ersten Röhre gleichartig sind. —

Die bisherigen Betrachtungen befaßten sich nur mit der Frage, welche der beiden Kopplungsarten zur Verbindung zweier Verstärkerröhren in einen Niederfrequenzverstärker für Rundfunkzwecke günstiger ist. Hierbei ergab sich eine Überlegenheit der Widerstandskopplung, die neben den bekannten Vorzügen der größeren Verzerrungsfreiheit und des geringeren Stromverbrauches auch größere Verstärkungsgrade als mit Transformatorenkopplung zu erreichen gestattet. — Die vorstehenden Ausführungen hatten zur Voraussetzung, daß der wirksame Gitterwiderstand der ersten Röhre vorteilhaft an den Scheinwiderstand des vorhergehenden Stromkreises angepaßt ist. — Diese günstige Anpassung kann durch einen Eingangstransformator oder durch besondere Dimensionierung des vorhergehenden Stromkreises erfolgen. Nach bekannten Regeln darf der Scheinwiderstand nicht kleiner als etwa 5—800 000 Ohm sein, da sonst erhebliche Verluste durch schlechte Anpassung die Gesamtverstärkung wieder herabsetzen. — Hier ist es sehr wichtig, daß man den hohen Scheinwiderstand eines schwach gedämpften Abstimmkreises an das Gitter der ersten Röhre legen und den Niederfrequenzverstärker als Empfänger benutzen kann. Hierbei muß angenommen werden, daß die Gleichrichtung als Gittergleichrichtung schon in der ersten Stufe erfolgt, da der Widerstandsverstärker mit den angegebenen Abmessungen theoretisch einen sehr schlechten Wirkungsgrad als Hochfrequenzverstärker haben muß.

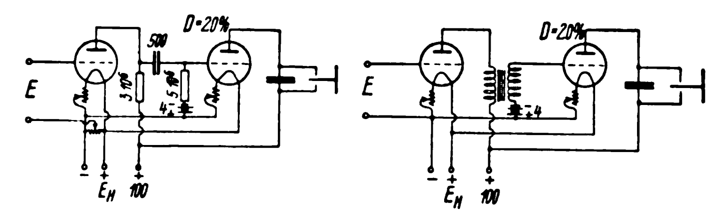


Fig. 4.

[6]) Bei Transformatorenkopplung war $\eta = 0,4$.

Zusammenfassung.

Es werden die Verstärkungseigenschaften eines Transformatorenverstärkers (ohne Resonanzabstimmung) und eines Widerstandsverstärkers bei der Frequenz 1000 untersucht. Um einen übersichtlichen Vergleich zu ermöglichen, wird für Widerstandsverstärker eine Formel angegeben, die der Barkhausenschen Formel für den linearen Verstärkungsgrad bei Transformatorenverstärkern entspricht. Die Untersuchung zeigt, daß unter gleichen Voraussetzungen bei der Verbindung der Röhren durch Widerstandskopplung größere Verstärkungsgrade, als bei der Verbindung durch Transformatorenkopplung erhalten werden können.

(Eingegangen am 21. 4. 1926.)

Grundsätzliches über Zwischenfrequenzverstärker-Schaltungen.

Von **W. Runge.**[1])

Prinzip.

Durch Überlagerung der empfangenen Frequenz mit einem lokalen Überlagerer wird in einem ersten Gleichrichter eine Schwebungsfrequenz gebildet, deren Periodenzahl gleich der Differenz der empfangenen und der überlagerten Frequenz ist. Diese Frequenz wird in einer Reihe von Stufen verstärkt, erneut gleichgerichtet, niederfrequent verstärkt und hörbar gemacht.

Selektion.

Da die Schwebungsfrequenz gleich der Differenz der Überlagerer- und der Primärfrequenz ist, treten absolute Periodenzahländerungen der Primärfrequenz in der Schwebungsfrequenz ungeändert auf. Beträgt die Schwebungs-

[1]) Aus Telefunken-Zeitung, Heft 42, S. 63—67, Januar 1926.



frequenz beispielsweise ein Zehntel der Primärfrequenz, so wird eine Frequenzänderung, die, bezogen auf die Primärfrquenz, 1% ausmacht, die Schwebungsfrequenz um 10% ändern. Wendet man also auf die Schwebungsfrequenz eine gewisse Selektion an, so ist die Selektion, bezogen auf die Primärfrequenz, gegen die Schwebungselektion im Verhältnis der Primärfrequenz zur Schwebungsfrequenz erhöht. Da durch passende Einstellung des Überlagerers jede Primärfrequenz eines gewissen Bereiches auf die gleiche Zwischenfrequenz gebracht werden kann, brauchen die Zwischenfrequenz-Selektionsmittel nicht bedient zu werden; man ist also in der Zahl der Zwischenfrequenz-Selektionskreise weniger beschränkt und kann durch passende Anordnung Verstärkungskurven scharf definierten Durchlaßbereiches und steil abfallender Flanken erreichen. Die Zwischenfrequenz-Selektion gestattet daher den störungsfreien Empfang selbst von Wellen, die sehr starken Lokalsendern nahe benachbart sind.

Leistung.

Da die direkte Verstärkung hoher Frequenzen wesentlich schwieriger ist als diejenige mittlerer und niederer Frequenzen, kann die Verstärkung der Zwischenfrequenz wesentlich wirksamer sein als die Verstärkung der primären Frequenz. Für die größenordnungsmäßig zu erreichende Leistung diene als Beispiel, daß das Radiola-Super-Heterodyne mit sechs Röhren an einem Rahmen von 0,11 qm Fläche dem rückgekoppelten Audion und zwei Niederfrequenzstufen an einer Hochantenne von etwa 10 m effektiver Höhe und 600 cm Kapazität in günstiger Lage mindestens gleichwertig, bei günstiger Röhrenkombination überlegen ist. Dasselbe Gerät gestattet in rund 4 km Entfernung vom Vox-Haus-Sender die ungestörte Aufnahme von Wellen, die mindestens 4% von dessen Wellenlänge abweichen.

Verfahren zur Zwischenfrequenzbildung.

Es zeigt sich, daß der Empfang um so günstiger wird, je stärker in den praktischen Grenzen die Wirkung des Überlagerers auf den ersten Gleichrichter ist. Da der Überlagerer und der auf den fernen Sender abgestimmte, am ersten Gleichrichter liegende Eingangskreis nur einige Prozent gegeneinander verstimmt und miteinander gekoppelt sein müssen, um die richtige Schwebungsfrequenz mit brauchbarer Stärke zu erhalten, treten Bedienungsschwierigkeiten auf, indem die Koppelwellen entstehen und die Empfangsabstimmung sich mit Veränderung der Überlagererfrequenz und die Überlagererfrequenz sich mit Verändern der Abstimmung auf den fernen Sender gleichzeitig ändert. Um diese Schwierigkeiten zu beseitigen, haben sich eine Reihe von Verfahren herausgebildet.

Methode I.

Die erste Methode ist die des starken Überlagerers. (Fig. 1.) Da am Gitter des ersten Gleichrichters (*G*) eine

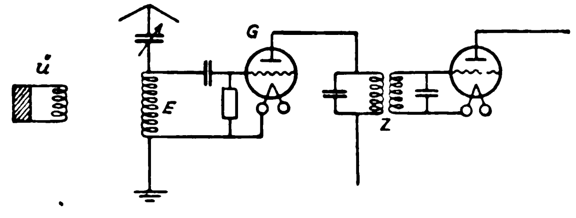


Fig. 1.

große Überlagerungsamplitude gebraucht wird, andererseits der Überlagerer (Ü) wegen der Bedienungsschwierigkeiten mit dem Empfangskreis (*E*) für den fernen Sender nicht fest gekoppelt sein darf, benutzt man einen lose gekoppelten, dafür aber besonders kräftigen Überlagerer. Dieses Verfahren wurde von Armstrong bei seinen ersten Versuchen angewandt.

Methode II.

Um die starke Röhre zu sparen, ist häufig eine schwache Röhre angewandt worden, die so angekoppelt wurde, daß sie möglichst fest mit dem ersten Gitter, gleichzeitig aber möglichst lose mit der Abstimmung (*P*) auf den fernen Sender gekoppelt war. Man koppelte beispielsweise den Überlagerer (Ü) auf die Gitterleitung oder die Kathodenleitung (Fig. 2) oder auf die Anodenleitung (Fig. 3) des ersten Gleichrichters (*G*). Hierher gehört auch das Ver-

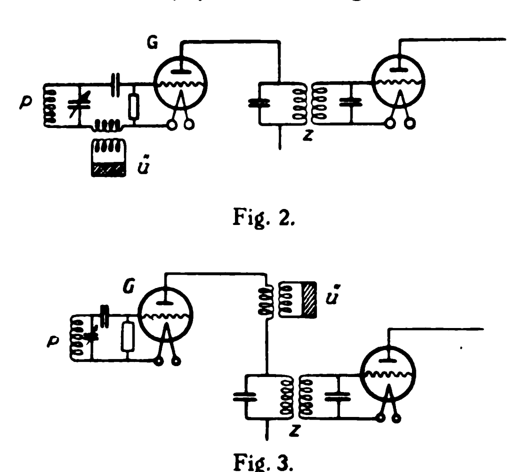


Fig. 2.

Fig. 3.

fahren, dem ersten Gleichrichter nicht Anodengleichspannung, sondern nur Hochfrequenzwechselspannung aus dem Überlagererkreis (Ü) zu geben (Fig. 4). Der Abstimmkreis und der Überlagererkreis sind in diesem Falle nur über die Gitteranodenkapazität des ersten Gleichrichters gekoppelt. Das Gleichrichterrohr arbeitet dann nicht als Audion, son-

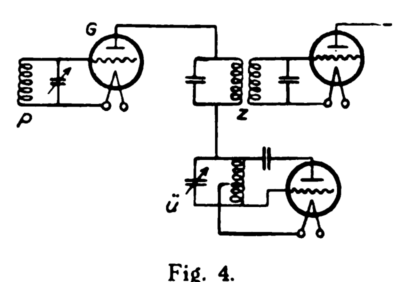


Fig. 4.

dern an seinem unteren Anodenknick. Alle diese Methoden sind Kompromißmethoden, bei denen man durch festere Kopplung die Leistung verbessert, aber die Bedienung erschwert, und bei denen man das richtige Mittel zwischen Leistung und Bedienbarkeit finden muß.

Methode III.

Die Schwierigkeiten der Bedienung werden gänzlich beseitigt durch die Verfahren der starken Verstimmung. Koppelt man beispielsweise den Überlagerer fest an, bringt ihn aber in die Nähe der halben Frequenz, so kann man seine zweite Harmonische als Überlagererfrequenz benutzen und ohne jede fühlbare Rückwirkung auf die Abstimmung einstellen, da ja der Schwingungskreis des Überlagerers stark verstimmt ist gegenüber der Abstimmung auf den fernen Sender (Fig. 5). Dieses „Second-Harmonic"-Verfahren gestattet, die gleiche Röhre als Überlagerer und als Gleich-



richter zu verwenden. Es ist in der Schaltung und im Aufbau einfach, besitzt aber den Nachteil, daß man nur einen

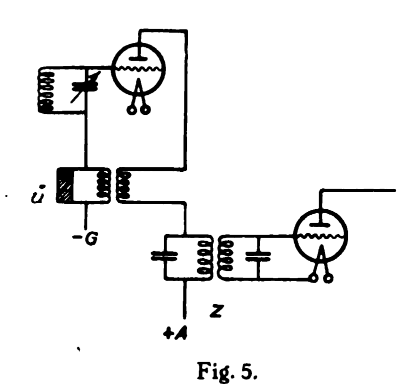


Fig. 5.

Wellenbereich wie 1 : 2 bequem damit überdecken kann. Wenn man Wellen in der Nähe der doppelten Frequenz eines kräftigen Lokalsenders empfangen will, so gerät die Grundfrequenz des Überlagerers in Schwebungen mit der Frequenz des starken Lokalsenders und macht jeden Empfang unmöglich. Man kann allgemein sagen, das Verfahren der zweiten Harmonischen gestattet die Aufnahme sämtlicher Wellen mit Ausnahme des Bereiches von ± 4% in der Umgebung des Lokalsenders und seiner Harmonischen. In der Nähe der zweiten Harmonischen des Lokalsenders treten unangenehme laute Geräusche und Pfeiftöne auf.

Ein Abart der Methode der starken Verstimmung ist der Empfang mit Überlagererabstimmung und ohne jegliche Abstimmung auf den fernen Sender. Man legt die Eigenschwingung des Empfangsgebildes aus dem Empfangsbereich heraus, so daß man mit dem Überlagerer nie in die Nähe dieser Eigenwellen zu kommen braucht, verliert dabei zwar an Leistung, da die Abstimmung auf den fernen Sender fehlt, gewinnt aber ganz außerordentlich an Einfachheit und an Bedienbarkeit. Mit dieser Schaltung hat man ein Gerät, das bloß einen Abstimmgriff, aber die volle Zwischenfrequenz-Selektion besitzt. Ein roher Aufbau zeigte, daß die Anordnung mit einem ersten Gleichrichter, der gleichzeitig als Überlagerer dient, drei Hochfrequenzröhren und einem zweiten Audion an Lautstärke dem rückgekoppelten Audion und drei Niederfrequenzröhren wie etwa 1 : 5 überlegen und an Selektion natürlich unvergleichbar überlegen ist. Eine Schwierigkeit in der experimentellen Durchführung dieser Anordnung, die sonst an Einfachheit bei durchaus brauchbarer Leistung nichts zu wünschen übrig läßt, sind die Oberwellen des Überlagerers, die zur Folge haben, daß eine bestimmte Station nicht nur gehört wird, wenn der Überlagerer mit seiner Grundwelle um die Schwebungsfrequenz von der Frequenz dieser Station abweicht, sondern auch wenn er mit einer seiner Oberwellen in die Nähe der Stationsfrequenz kommt. Eine kräftige Lokalstation hörte man mit dieser Anordnung auf 14 gezählten Stellungen innerhalb des Wellenbereiches von 300—1000 m. Die vierte Oberwelle des Überlagerers und die dritte Oberwelle des fernen Senders waren auf diese Weise noch nachweisbar. Die Abstimmungen häufen sich in der Nähe der Hauptabstimmung; denn bei derjenigen Abstimmung, bei der die Grundfrequenz des Überlagerers mit der Grundfrequenz des fernen Senders die Schwebungsfrequenz erzeugt, liegen dicht nebeneinander gehäuft die Stellen, wo die zweite Harmonische des Überlagerers mit der zweiten Harmonischen des fernen Senders und wo die dritte Harmonische des Überlagerers mit der dritten Harmonischen des fernen Senders die Schwebungsfrequenz bildet. Die Anwendung dieses Verfahrens würde also die Durchbildung eines Überlagerers voraussetzen, bei dem die zweite und dritte Oberwelle praktisch beseitigt sind. Im Gegensatz zur Methode I und II ist hier für Überlagerung und Gleichrichtung nur eine Röhre erforderlich.

Methode IV.

Die eleganteste Methode zur Beseitigung der Bedienungsschwierigkeiten ist die Kompensationsmethode. Legt man nämlich die Gitterkathodenstrecke des ersten Gleichrichters als einen Zweig in eine kapazitive Wheatstone-Brücke und legt man den Überlagererkreis in die eine Diagonale *a*, *b* (Fig. 6) und den Empfangskreis in die andere

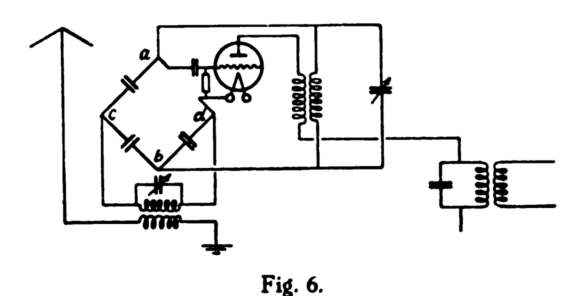


Fig. 6.

Diagonale *c*, *d* der Brücke, so wirken beide Kreise auf das Gitter der Röhre, sind aber gegeneinander vollkommen entkoppelt. Man kann dann mit der Grundfrequenz des Überlagerers beliebig nahe an die Abstimmung auf den fernen Sender herangehen, ohne irgendwelche Rückwirkungen zu beobachten. Ein Wellenwechsel erfordert ein einfaches Auswechseln der Spulen beider Schwingungskreise, ohne daß dadurch die Entkopplung gestört würde. Dieses Verfahren wird in den Empfängern für die amerikanischen Heeresflugzeuge angewandt. In einer Variante davon (Fig. 7)

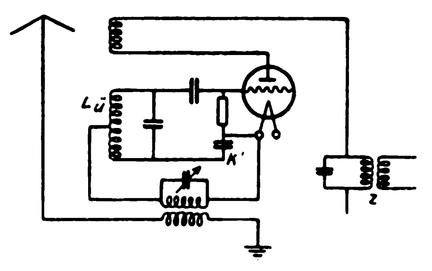


Fig. 7.

wird die Brücke aus der in der Mitte abgezweigten Überlagererselbstinduktion (*Lü*), der Gitterkathodenstrecke und einem kleinen Kondensator (*K'*) gebildet, der Drehkondensator zur Abstimmung des Überlagerers liegt in der einen Diagonale parallel zur Überlagererselbstinduktion, der Empfangskreis liegt in der anderen Diagonale von der Mitte der Überlagererselbstinduktion zur Kathode der Röhre. Diese Schaltung gestattet nicht so einfach die Auswechslung der Spulen, um den Wellenbereich zu ändern, da die Brücke genau auf den Mittelabzweig der Spule abgeglichen sein muß und die Herstellung verschiedener Spulen mit genau gleichliegendem Mittelabzweig Schwierigkeiten macht. Auch bei dieser Methode übernimmt ein und dieselbe Röhre Überlagerung und Gleichrichtung.

Zwischenfrequenzverstärker.

Die Größe der Zwischenfrequenz schwankt bei den bisher bekanntgewordenen Ausführungen für Amateurzwecke zwischen 100 000 und 30 000 Hertz. Dieser letztere Wert wird aber wohl nur gewählt, um die schwer selbstzubauen-

den Zwischenfrequenz-Transformatoren zu ersparen und statt dessen mit Widerstandskopplung im Verstärker arbeiten zu können. Es wird an einigen Stellen angegeben, daß, wenn man die Zwischenfrequenz möglichst hoch wählt, die Eigengeräusche des Gerätes sich vermindern. Sichere Angaben darüber, wie nahe man mit der Empfangsfrequenz an die Zwischenfrequenz praktisch herangehen kann, sind nicht zu finden. Die Grenze scheint in der Gegend der dreifachen Zwischenfrequenz zu liegen.

Da bei der Zwischenfrequenzbildung Differenzen in den Frequenzen erhalten bleiben, muß der Zwischenfrequenzverstärker für Telephonie das gesamte Sprachband durchlassen. Legt man eine Bandbreite von 10 Kilohertz zugrunde, so ergibt sich für die längsten Wellen, bei denen Zwischenfrequenztelephonie-Verstärkung noch denkbar ist, folgender Überschlag: Um mit dem Sprachband von 0—10 Kilohertz moduliert werden zu können, darf die Zwischenfrequenz nicht wesentlich niedriger werden als 30—40 Kilohertz. Die Grundfrequenz dürfte dann 120 Kilohertz nicht wesentlich unterschreiten, so daß die längste für Zwischenfrequenz brauchbare Telephoniewelle demnach bei etwa drei Kilometer läge. Beschränkt man sich auf ein Sprachband von fünf Kilohertz, das für die meisten praktischen Zwecke ausreichen wird, so würde die Zwischenfrequenz bei 15—20 Kilohertz und demnach die längste brauchbare Grundwelle bei etwa 60 Kilohertz, d. h. fünf Kilometer, liegen. Für normale Telegraphiezwecke, bei denen das Niederfrequenzband sehr schmal sein darf, kann man bis zu den längsten angewendeten Wellen heraufgehen.

Der Zwischenfrequenzverstärker soll das gewählte Zwischenfrequenzband möglichst stark und die außerhalb des Bandes liegenden Frequenzen möglichst wenig verstärken. Je steiler die Flanken seines Durchlaßbereiches sind, desto wirksamer ist die Selektion des Gerätes. Diese Eigenschaft wurde zunächst erreicht, indem man vor den aperiodisch geschalteten Zwischenfrequenzverstärker (z. B. Drosselverstärker) zwei miteinander lose gekoppelte, auf die gleiche Welle abgestimmte Schwingungskreise setzte (vgl. Fig. 1, 7), deren einer an dem Gitter der ersten Verstärkerröhre, deren anderer in dem Anodenkreise der die Zwischenfrequenz bildenden Röhre lag. Diese einfachste Form einer eingliedrigen Kette genügte, um ein Band von mäßiger Breite durchzulassen. Es waren also bei dieser Ausführung Kette und Verstärker voneinander getrennt. Es zeigte sich aber bald, daß bei den niedrigen Frequenzen, mit denen der Zwischenfrequenzverstärker zu tun hat, anstatt der Drosselschaltung zweckmäßiger Transformatoren angewandt werden. Mit diesen ist es möglich, die Selektion in den Verstärker selbst hineinzulegen. Der Zwischenfrequenzverstärker ist dann so aufgebaut, daß etwa vor seinem ersten Gitter ein beiderseitig abgestimmter, lose gekoppelter Lufttransformator liegt, während die weiteren Transformatoren verhältnismäßig breitliegende Eisentransformatoren sind. Bei einer anderen Ausführungsform wird der erste und der dritte Transformator abgestimmt, während der zweite und der vierte breitliegende Eisentransformatoren sind. Stellenweise wird eine Schaltung angewandt, wo die ersten drei Transformatoren breitliegen und der vierte ein lose gekoppelter, scharf abgestimmter Lufttransformator ist. Zweck dieser Anordnung ist, die Niederfrequenzgeräusche, die sich in den drei Kaskaden mit Eisentransformatoren entwickeln können, durch den Lufttransformator dicht vor dem Audion unschädlich zu machen.

Die Zahl der verwendeten Zwischenfrequenzstufen schwankt gewöhnlich zwischen zwei und drei.

Der Zwischenfrequenzempfänger der R. C. A. ist nach dem Prinzip der zweiten Harmonischen gebaut und besitzt zwei Zwischenfrequenzstufen. Vor der ersten liegt ein lose gekoppelter, zweiseitig abgestimmter Eisentransformator, zwischen der ersten und zweiten ein primärseitig abgestimmter, sekundärseitig durch die Gitterkapazität selbst abgestimmter, also verhältnismäßig breiter Eisentransformator. Der dritte Transformator ist fest gekoppelt, primärseitig gar nicht, sekundärseitig durch die Gitterkapazität abgestimmt und nahezu aperiodisch. Der Durchlaßbereich des Verstärkers liegt von 38—43 Kilohertz. Da der erste Transformator doppelwellig und der zweite einwellig ist, dürfen, damit die Selektionskurve sauber bleibt, die Eigenfrequenzen der Transformatoren sich im Laufe der Zeit nicht merklich gegeneinander verschieben. Bei unseren Eisensorten schwankt infolge Veränderung des Eisens die Selbstinduktion im Laufe der Zeit um Beträge von ± 15%, — Schwankungen, die schließlich eine in zwei getrennte Transformatoren gelegte Zwischenfrequenzselektion stark schädigen würden. In dem Gerät der R. C. A. ist der Verstärker gegen solche Schädigungen der Selektion infolge Änderung des Eisens dadurch geschützt, daß sämtliche Transformatoren auf einen gemeinsamen Blechschnitt aufgebracht sind, so daß, wenn das Eisen sich ändert, alle Selbstinduktionen sich im gleichen Sinne und im gleichen Verhältnis ändern.

Zur Theorie und Wirkungsweise des Goniometers.

Von **Alf Herzog.**[1])

Von den verschiedenen Systemen zum gerichteten drahtlosen Senden und Empfang ist das von Bellini-Tosi angegebene und nach ihnen benannte Verfahren eines der bekanntesten.

Wenn wir von den allerletzten Versuchen mit ganz kurzen Wellen absehen, ist das gerichtete S e n d e n überhaupt niemals in die Praxis eingeführt worden. Der gerichtete E m p f a n g hat dagegen eine große Bedeutung bekommen. Erstens einmal als ein Mittel zur Bestimmung der Richtung ankommender Wellen, also zum drahtlosen Peilen, und zweitens als Mittel zur Störbefreiung. In beiden Fällen verwendet man die Eigenschaft des Empfangssystems, Zeichen und somit auch Störungen aus bestimmten Richtungen stärker zu empfangen als aus anderen davon verschiedenen. Zeichnet man die Empfangsintensität des Systems für verschiedene Einfallsrichtungen des Empfangsstrahls in Polarkoordinaten auf, so bekommt man eine Kurve, die als E m p f a n g s c h a r a k t e r i s t i k des Systems angesprochen wird. Da die atmosphärischen Störungen oft eine bevorzugte Einfallsrichtung haben, so kann man, sofern die Richtung der Wellen, die man empfangen will, eine andere ist als die der Störungen, durch Verwendung einer gerichteten Empfangscharakteristik den Empfang wesentlich verbessern, indem die Wirkung der Störungen auf das Empfangssystem verhältnismäßig geringer sein wird als die Wirkung der Zeichen.

[1]) Aus Telefunken-Zeitung, Heft 42, S. 67—71, Januar 1926.

Das gerichtete Empfangssystem nach Bellini-Tosi besteht bekanntlich aus einem Paar senkrecht gekreuzter vertikaler Rahmen, die meistens nicht abgestimmt sind, und die zu einem Goniometer führen. Das Goniometer besteht aus je zwei sich gegenüberstehenden festen Spulen, zwischen denen eine beweglich gelagerte Spule, die Drehspule oder Suchspule, sich dreht. Die drehbare Spule wird mit einem Kondensator auf die Empfangswelle abgestimmt, und an die Klemmen des Kondensators schließt sich dann die weitere Empfangsapparatur mit Hochfrequenzverstärkung an. Die drehbare Spule wird genau wie der vertikale Drehrahmen beim Drehen um seine Achse eine Orientierung aufweisen, nämlich die bekannte Zweikreischarakteristik. Zum Zweck der Störbefreiung kann man mehrere solcher gerichteter Empfangssysteme, die räumlich auseinander liegen, kombinieren, wodurch man noch schärfer gerichtete Empfangscharakteristiken erhält.

Von den vielen prinzipiellen Wegen, die beschritten worden sind, um sich von den atmosphärischen Störungen zu befreien, ist der gerichtete Empfang bisher der erfolgreichste gewesen. Telefunken hat dem gerichteten Empfang nach dem Prinzip von Bellini-Tosi ein besonderes Studium gewidmet und für Großstationsempfang Einfach- und Doppelgoniometerapparaturen entwickelt.

Es ist Zweck der folgenden Zeilen, die Theorie des Goniometers und seine Wirkungsweise näher zu behandeln, wobei hauptsächlich die Verwendung des Goniometers zur Störbefreiung durch Richtempfang ins Auge gefaßt ist, also nicht das eigentliche Peilen. Es wird aber nur das Goniometer als solches in Betracht gezogen. Die Theorie der gerichteten Empfangssysteme bzw. der Kombinationen mehrerer solcher Systeme liegt außerhalb des Rahmens dieses Aufsatzes. — In Fig. 1 ist ein Goniometer schematisch dargestellt.

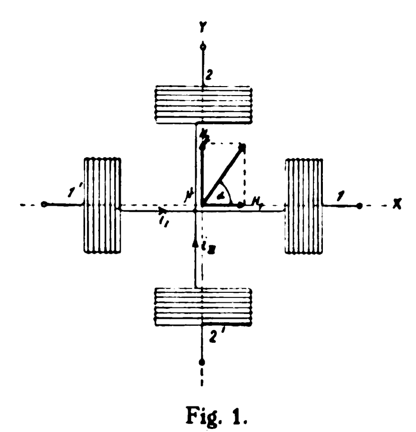


Fig. 1.

Durchfließt das eine Spulenpaar 1—1' ein Strom $A \sin \omega t$ und das darauf räumlich senkrechte Spulenpaar 2—2' ein Strom von genau der gleichen Amplitude, Frequenz und Phase, also auch von der Form $A \sin \omega t$, so entstehen in dem Raum zwischen den Spulen, etwa im Mittelpunkt M, je zwei aufeinander senkrechte magnetische Felder H_1 und H_2, die dem Strom $A \sin w t$ proportional sind, also:

$$H_1 = H_2 = a \sin \omega t.$$

Diese beiden Felder setzen sich zusammen zu einem resultierenden Wechselfeld, das unter 45° zu der Mittellinie des Goniometers verläuft mit einer Amplitude von der Größe $a\sqrt{2}$.

Man sieht das leicht durch folgende kleine Rechnung: setzt man

$$H_1 = x = a \sin \omega t$$

und

$$H_2 = y = a \sin \omega t,$$

so bekommt man:

$$\frac{x}{y} = 1 \text{ oder } x = y.$$

Das ist die Gleichung einer Geraden durch den Nullpunkt, unter 45° zu der x—y-Achse.

Wären die Ströme in den beiden festen Spulenpaaren zwar phasengleich, aber hätten verschiedene Amplituden, zum Beispiel

$$H_1 = x = a \sin \omega t$$

und

$$H_2 = y = b \sin \omega t$$

so bekommt man:

$$y = \frac{b}{a} x.$$

Das ist die Gleichung einer Geraden durch den Nullpunkt, die aber die x-Achse nicht unter einem Winkel von 45° schneidet, sondern unter einem Winkel α, wo $\operatorname{tg} \alpha = \frac{b}{a}$.

Denken wir uns nun, daß ein Strahl unsere Empfangsantenne unter dem Winkel α trifft (siehe Fig. 2), so entstehen in den beiden Kreuzrahmen Ströme von der Größe:

$$i_I = I_{max} \cos \alpha \sin \omega t$$

und

$$i_{II} = I_{max} \sin \alpha \sin \omega t,$$

wo I_{max} die Stromstärke ist, die entstehen würde, wenn der einfallende Strahl in der Ebene des einen Rahmens liegt.

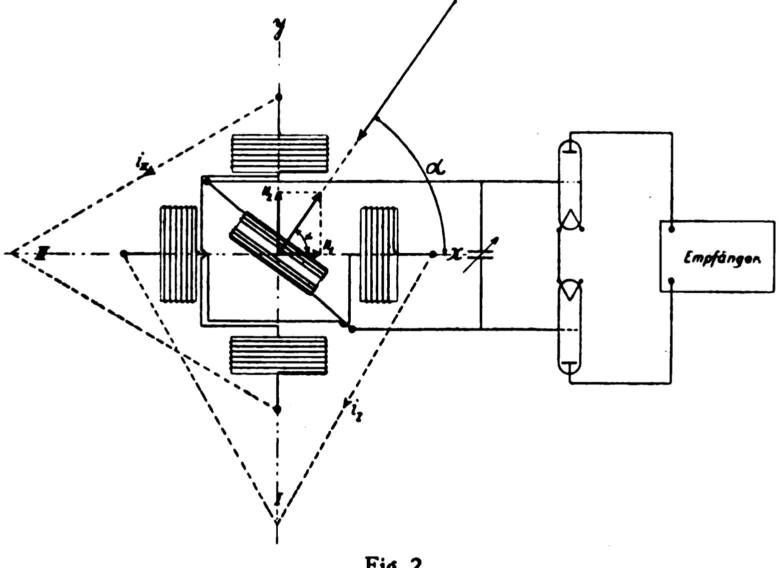


Fig. 2.

Die Ströme erzeugen innerhalb des Spulensystems proportionale magnetische Felder, die sich zu einem magnetischen Wechselfeld zusammensetzen und dessen Richtung gegeben ist durch die Gleichung:

$$\frac{y}{x} = \frac{I_{max} \sin \alpha}{I_{max} \cos \alpha}, \quad y = \operatorname{tg} \alpha \, x.$$

Man sieht also, daß der Winkel, den der einfallende Strahl mit der Ebene des Rahmens I bildet, genau so groß ist wie der Winkel, den das resultierende magnetische Feld mit der Mittellinie des Spulenpaars 1—1' bildet.

Man kann folglich die Richtung des einfallenden Strahls bestimmen, indem man das Feld zwischen den feststehenden Feldspulen mit der Drehspule absucht. Das Minimum der Empfangslautstärke ist immer dann vorhanden, wenn die Ebene der Drehspule mit der Ebene der ankommenden

Strahlung übereinstimmt. Auf dieser Eigenschaft des Goniometers beruht seine Verwendung zum gerichteten Empfang.

Es war bisher immer die Voraussetzung, daß die Ströme in den beiden Feldspulenpaaren genau phasengleich sind. Die von der ankommenden Strahlung in den beiden Rahmen erzeugten EMK.'s sind zwar exakt phasengleich; sollen aber — wie vorausgesetzt — auch die in den beiden Rahmensystemen erzeugten Ströme phasengleich sein, müssen die Impedanzen der beiden Rahmensysteme genau übereinstimmen. Es müssen also sowohl die elektrischen Größen der Rahmen und der festen Spulen wie auch der Zuleitungen — etwa Kabel — genau gleich sein.

Wir wollen jetzt zeigen, daß, wenn diese Bedingung nicht erfüllt ist, also die Ströme in den beiden Spulenpaaren nicht phasengleich sind, kein reines Wechselfeld entsteht, das zum Einfallswinkel der ankommenden Strahlung in einer eindeutigen und einfachen Beziehung steht wie oben, sondern daß dann immer auch ein Drehfeld entsteht, das in jeder Lage der Drehspule eine EMK. in diese hineininduziert, so daß in keiner Lage der Drehspule ein Minimum der Lautstärke vorhanden ist, und zwar läßt sich zeigen, daß man dann immer das resultierende Feld als eine Summe aus einem reinen Wechselfeld und einem elliptischen oder kreisförmigen Drehfeld auffassen kann.

Wir betrachten zuerst den Spezialfall, daß in den beiden Spulenpaaren Ströme gleicher Amplitude, jedoch mit 90° Phasenverschiebung fließen. Es entstehen dann magnetische Felder, die ebenfalls um 90° phasenverschoben sind.

$$H_1 = x = a \sin \omega t$$
$$H_2 = y = a \cos \omega t.$$

Quadriert und addiert man obige Gleichungen, so bekommt man:

$$x^2 + y^2 = a^2,$$

was die Gleichung eines Kreises darstellt, mit dem Radius a.

Das resultierende Feld ist also nicht mehr durch eine Gerade dargestellt, also kein reines Wechselfeld, sondern durch einen Kreis. Das heißt, es ändert sich die Richtung des resultierenden Feldes dauernd, und zwar bewegt sich die Spitze des resultierenden Feldes auf einem Kreis mit der Kreisgeschwindigkeit ω. Ein solches Feld nennt man ein kreisförmiges Drehfeld.

Sind die Ströme 90° phasenverschoben und haben auch verschiedene Amplituden, bekommt man als resultierendes Feld ein elliptisches Drehfeld.

Die von den Strömen in den beiden Spulenpaaren erzeugten magnetischen Felder seien in diesem Falle:

$$H_1 = x = a \sin \omega t$$
$$H_2 = y = b \cos \omega t.$$

Hieraus

$$\left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 = 1.$$

Das ist die Gleichung einer Ellipse mit den Achsen a und b.

Ein elliptisches Drehfeld läßt sich übrigens, was man leicht einsieht, immer auffassen als die Summe aus einem reinen Wechselfeld in der x- oder y-Achse und einem kreisförmigen Drehfeld.

Der allgemeinste Fall liegt dann vor, wenn die Ströme in den beiden Spulenpaaren weder nach Phase noch nach Amplitude gleich sind. Es entsteht dann ein Feld, das sich aus einem reinen Wechselfeld und einem elliptischen Drehfeld zusammensetzt.

Man sieht das leicht ein durch folgende Rechnung:

Die von den Strömen in den feststehenden Spulen erzeugten Felder seien:

$$H_1 = x = a \sin \omega t,$$

und

$$H_2 = y = b \sin (\omega t + \varphi)$$

wo φ einen beliebigen Phasenwinkel darstellt.

Das Feld H_2 läßt sich zerlegen in zwei Felder längs der y-Achse mit 90° Phasenverschiebung.

$$H_2 = b \cos \varphi \sin \omega t + b \sin \varphi \cos \omega t = H_3 + H_4.$$

Wir haben also jetzt drei Felder. Von diesen setzen sich die Felder:

$$H_1 = x = a \sin \omega t$$

und

$$H_4 = y = b \sin \varphi \cos \omega t$$

zusammen zu einem elliptischen Drehfeld mit den Achsen a und $b \sin \varphi$, dessen Gleichung lautet:

$$\left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b \sin \varphi}\right)^2 = 1.$$

Außerdem hat man ein reines Wechselfeld längs der y-Achse:

$$H_3 = y = b \cos \varphi \sin \omega t.$$

Man sieht folglich: soll das Goniometer zur Erzeugung einer Richtcharakteristik brauchbar sein, müssen die beiden Rahmensysteme in elektrischer Hinsicht genau gleich, also vor allem symmetrisch gebaut sein. Es dürfen z. B. nicht etwa Leitungen oder Teile aus Metall in der Nähe des Empfangssystems die Symmetrie stören.

Der anzustrebende Zustand ist also der, daß die beiden feststehenden Spulenpaare von Strömen durchflossen sind, die genau phasengleich sind. Es entsteht dann ein reines Wechselfeld, dessen Richtung, wie wir oben gesehen haben, in einer eindeutigen und einfachen Beziehung zum Einfallswinkel der einfallenden Strahlung steht, nämlich derart, daß der Winkel, den die ankommende Strahlung mit der einen Rahmenebene bildet — Winkel α in Fig. 2 —, genau gleich ist dem Winkel, den das resultierende Wechselfeld mit der Symmetrieebene des entsprechenden Feldspulenpaares bildet. Dieses reine Wechselfeld wirkt induzierend auf die drehbare Suchspule, und die in ihr induzierte Spannung wird der weiteren Empfangsapparatur zugeführt.

Leider treten aber in der Praxis eine Reihe Erscheinungen auf, die dieses Idealbild mehr oder weniger stören. Wir wollen jedoch in dem folgenden alle die Erscheinungen, die nicht in der Apparatur selbst ihren Ursprung haben, außer acht lassen, also die Erscheinungen, die z. B. bei gleichzeitiger Einwirkung mehrerer Strahlen, direkter und ndirekter[2]), auftreten oder wenn die ankommende Strahlung anormal polarisiert ist. Voraussetzung ist also, daß ein einziger, vertikal polarisierter Strahl[3]) das Antennensystem trifft. Dann entsteht im Goniometer das reine Wechselfeld, das für den Richtempfang Vorbedingung ist. Dabei muß die Bedingung vollkommener, sowohl elektrischer als räumlicher, Symmetrie der beiden senkrechten Empfangsantennen mit zugehörigen Feldspulen erfüllt sein.

Es sind aber immer noch eine Fülle von Störungen vorhanden, die im Goniometer selbst ihren Sitz haben.

Es müssen natürlich die Feldspulen des Goniometers durch irgendwelche Leitungen — Freileitung oder Kabel — mit dem eigentlichen Empfangsgebilde, den Kreuzrahmen, verbunden sein. Die Verbindungsleitungen nehmen aber besonders als Freileitung eine merkbare Energie aus dem

[2]) Nachteffekt.

[3]) Das magnetische Feld horizontal.

Strahlungsfelde auf und bringen die Feldspulen dadurch auf Potentiale, die von dem Erdpotential verschieden sind.

Damit ist die Möglichkeit einer kapazitiven Energieübertragung von den Feldspulen auf die Drehspule gegeben (siehe Telefunkenzeitung Nr. 26, S. 27), die selbstverständlich den Richtempfang stören würde, da dieser Effekt in einer beliebigen Phase — im allgemeinen jedoch 180° phasenverschoben — in dem Drehspulenkreis sich dem Richteffekt überlagert und ferner nicht von der Richtung der einfallenden Strahlung abhängt, sondern wie jeder „Antenneneffekt" von der Richtung unabhängig ist.

Um dieser Erscheinung entgegenzutreten, ist die abgestimmte Drehspule nicht an Gitter und Kathode des ersten Verstärkerrohrs gelegt, sondern es sind die beiden Kondensatorbelege des Abstimmkondensators an die beiden Gitter einer sogenannten Röhrenkopplung geführt, wodurch für eine möglichst weitgehende kapazitive Symmetrie gegen Erde gesorgt ist.

Versuche zeigen übrigens, daß in gewissen Fällen auch diese Maßnahme den Zweck nicht ganz erfüllt. Sind nämlich die Potentiale der Feldspulen relativ hoch, wie z. B. in dem Falle, daß als Zuleitung vom Rahmenkreuz zum Goniometer eine Freileitung verwendet wird (starker Antenneneffekt), so genügt bei der hohen Hochfrequenzverstärkung, die in solchen Apparaturen verwendet wird, schon die minimalste Unsymmetrie, um bei starken Sendern eine kapazitive Übertragung von den Feldspulen auf die Drehspule in Erscheinung treten zu lassen.

Schon durch Handannäherung oder durch sonstige ganz kleine Ausgleichskapazitäten, z. B. ein kleines Drahtende, das mit dem einen oder anderen Beleg des Abstimmkondensators verbunden ist, kann man die kapazitive Symmetrie gegen Erde herstellen bzw. stören.

Es zeigt sich sogar z. B., daß schon die Drehung der Drehspule genügt, um eine kleine Änderung der kapazitiven Symmetrie des Drehspulensystems herbeizuführen, weil dadurch die räumliche Lage der Drehspule zur Umgebung geändert wird.

Nebenbei sei darauf hingewiesen, daß auch eine induktive Rückwirkung von dem Feldspulenpaar auf die Drehspule auftreten kann, so daß die Abstimmung des Drehspulkreises von der Lage der Drehspule im Verhältnis zu den Feldspulen abhängt bzw. es trifft eine Verstimmung des Drehspulsystems bei der Drehung der Drehspule auf, weshalb man die Kopplung zwischen der Drehspule und dem Feldspulenpaar nicht zu fest halten sollte.

Weist auch noch das Feldspulenpaar Unsymmetrien gegen Erde auf, so kann ein neuer Effekt auftreten, indem die Potentiale der Feldspulen Verschiebungsströme über die verteilten Kapazitäten der Feldspulen zur Erde treiben. Nimmt man z. B. den extremen Fall, daß das eine Feldspulenpaar offen ist, so werden kapazitive Ströme zur Erde fließen, die wegen der starken Unsymmetrie die Spulen hauptsächlich in einer Richtung durchfließen und induktiv auf die Goniometerdrehspule induzieren. Diese Erscheinung könnte man im Gegensatz zum kapazitiven Antenneneffekt einen „induktiven Antenneneffekt" nennen. Die große Berührungsempfindlichkeit von Apparaturen, die von Antenneneffekten durchseucht sind, ist immer auf einen kapazitiven oder induktiven Antenneneffekt zurückzuführen.

Die Mittel, die zur Bekämpfung dieser Störungen Verwendung finden, sind die bekannten: Panzerung, Stabilisierung der Potentiale der Apparatur durch Verbindung der Spulenmittelpunkte — Spannungsknoten — mit Erde oder Batteriemittelpunkt und die Verwendung von Schirmtransformatoren.

Mitteilungen aus der Praxis.

Der neue Drehspulen-Schnellschreiber von Siemens & Halske.

Von **A. Jipp.**

Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium der Siemens & Halske A.-G.

Notwendigkeit eines Schreibers.

Der Empfang telegraphischer Zeichen ist bekanntlich nie ganz rein, sondern durch Fremdströme irgendwelcher Herkunft gestört. Im Nahverkehr macht man einfach die Sendeenergie so groß, daß die Störenergie gegenüber der Empfangsenergie vernachlässigbar klein wird. Im Seekabelbetrieb kann man jedoch über eine Sendespannung von 50—60 Volt nicht hinausgehen und im Funkfernbetrieb ist die Sendeenergie wirtschaftlich begrenzt. Im Weitverkehr erreicht die Störenergie zeitweise unvermeidlich die Größenordnung der Empfangsenergie sowohl im Kabel als auch im Funkbetrieb. Ein Drucktelegraph mit Relaisempfang gibt in diesem Falle entweder richtige oder falsche Buchstaben, welche man im Code und Zahlentext dann nicht voneinander unterscheiden kann, d. h.: ein Relais kann Stör- und Zeichenstrom nicht voneinander unterscheiden. Würde man dagegen den Verlauf des eingehenden Stromes durch einen Oszillographen aufschreiben lassen, so könnte man die unregelmäßigen Störströme von den regelmäßig verlaufenden Empfangsströmen unterscheiden. In vielen Fällen würde man aus dem Oszillogramm Zeichen noch richtig entziffern, die ein Relais schon falsch wiedergibt und wenn die Störströme einzelne Buchstaben oder Textstellen unleserlich machen, kann man erkennen, daß diese einzelnen Stellen gestört sind, und kann sie wiederholen lassen. Beim Relaisempfang muß man in solchem Falle den ganzen Verkehr doppelt und dreifach geben. Code und Zahlen werden bei Drucktelegraphen grundsätzlich doppelt gegeben. Was eine solche Verschwendung kostbarer Übermittlungszeit im Weitverkehr kostet, kann man an Hand der Telegrammgebühren leicht nachrechnen.

Die erste an einen Schreiber zu stellende Forderung ist, daß er die Telegraphenströme bis zur höchsten vorkommenden Geschwindigkeit wiedergibt. Zweitens muß der Schreiber den Stromverlauf möglichst getreu wiedergeben, damit man Störströme und Telegraphierzeichen voneinander unterscheiden kann. Fast ebenso wichtig ist eine betriebssichere und einfach zu bedienende Form des Schreibers. Um Verstärkerstufen zu sparen, ist ferner ein geringer Energieverbrauch erwünscht.

In den letzten Jahren sind wiederholt Versuche gemacht, diese Aufgabe zu lösen. Die Radio Corporation verwendet einen Tintenschreiber mit Tauchspule. Der Steinschreiber von Johnson Rahbeck (Huth)[1]) erreicht eine Schreibgeschwindigkeit von 2000 Zeichen. Das magnetische Trommelrelais

[1]) Zeitschr. f. techn. Phys. 2, S. 315, 1921.

von Lachlan[2]) erreicht ebenfalls 1800 bis 2200 Zeichen. Alle diese Schreiber begrenzen die Bewegung der Schreibfeder durch Anschläge. Wie bei einem Relais wird die Schreibfeder durch einen positiven Stromstoß in die eine Grenzstellung und durch einen negativen in die andere Grenzstellung herübergeworfen. Die oben angeführte zweite Forderung der getreuen Wiedergabe des Stromverlaufs wird von ihnen nicht erfüllt. Für den Kabelbetrieb, der mit drei Schreibzeilen (+ 0 —) und dazu noch mit verschwommenen Zeichen arbeitet, sind die genannten Schreiber völlig unbrauchbar. Im Funkbetrieb sind Störungen nicht viel besser als bei einem Druck- oder Morseempfänger zu erkennen. Der Muirheadsche Siphonrekorder erfüllt zwar diese zweite Forderung, aber seine höchste Leistung liegt bei etwa 300 Rekorderzeichen/Min. und seine Bedienung erfordert infolge des außerordentlich zarten, empfindlichen Aufbaus ein sehr geübtes Personal.

Beschreibung des Drehspulen-Schnellschreibers.

Die Grundzüge des Schreibers veranschaulicht Fig. 1. Zwischen den Polen eines kräftigen Elektromagnets ist die

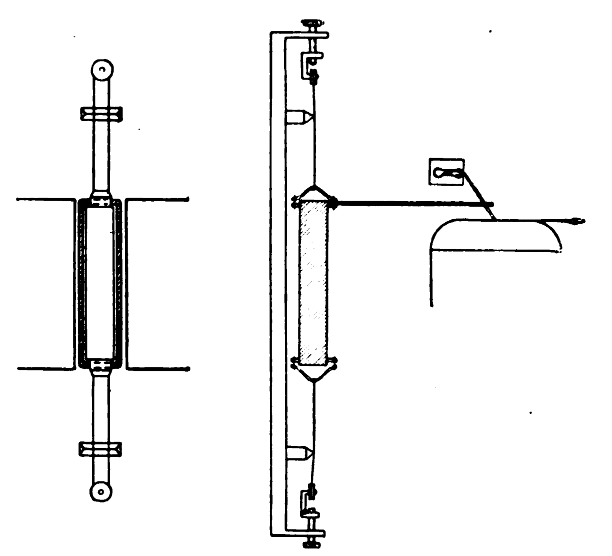


Fig. 1. Schema des Drehspulenschnellschreibers.

Drehspule an festen Stahldrähten aufgehängt. Durch Schrauben können die Drähte gespannt werden. Die Drähte liegen beiderseits auf Elfenbeinschneiden. Durch Verschieben der Schneiden kann die wirksame Länge der Aufhängedrähte verkürzt werden. Unmittelbar an der Drehspule ist der Schreibarm mit dem Schreibröhrchen befestigt. Die Drehspule nebst Aufhängung und Einstellvorrichtung ist zu einem leicht auswechselbaren Einsatzsystem (Fig. 2) ausgebildet. Spule, Schreibarm, Schreibröhrchen und Aufhängedrähte sind leicht erkennbar. Die Spule ist zunächst für einen Betrieb mit Verstärkerröhren gedacht und an die üblichen Verstärkerröhren mit etwa 5000 Ohm angepaßt; die feine Wicklung der Spule ist durch eine Lage Seidenband geschützt, so daß selbst bei unvorsichtiger Behandlung eine Beschädigung ausgeschlossen erscheint. Die Spule wiegt etwa 4 g. Der Schreibarm mit dem Schreibröhrchen muß außerordentlich leicht und fein sein, da seine Masse die Eigenschwingung und damit die Schreibgeschwindigkeit wesentlich herabdrückt. Im Gegensatz zu dem Glasröhrchen des Siphonrekorders ist das silberne Schreibröhrchen nur sehr selten verstopft. Selbst wenn der Schreiber mehrere Tage unbenutzt gestanden hat, setzt die Schreiblinie beim Einschalten des Apparats sofort ein, ohne daß eine Reinigung des Röhrchens erforderlich wäre. Der Schreibarm ist leicht auswechselbar. Die stählernen Aufhängedrähte dienen gleichzeitig als Stromzuführung. Die äußere Zuleitung wird durch die Messerkontakte (rechts) angeschlossen. Oben und unten befindet sich je eine Spannschraube zur Einstellung der gewünschten Eigenschwingung. Doch ist ein Nachregeln der einmal eingestellten Schrauben nur dann erforderlich, wenn von sehr hoher zu kleiner Schreibgeschwindigkeit übergegangen wird und dabei gleichzeitig die höhere Empfindlichkeit des Schreibers bei kleinen Geschwindigkeiten ausgenutzt werden soll. Die Einstellung der beiden Schneiden erfolgt gleichzeitig und symmetrisch durch die oben herausragende Stellschraube. Das ganze Schreibsystem ist mittels der rechts hervortretenden Schraube um die gedachte Drehachse der Spule drehbar. Durch diese Drehung kann man die Schrift auf die Mitte des Streifens einstellen, selbst dann, wenn die Zeichenströme einem Gleichstrom überlagert sind, z. B. bei Verwendung eines Gleichrichterrohres. Gegenbatterien, Brückenschaltungen oder Kondensatorendschaltungen sind nicht nötig, der Schreiber arbeitet im Anodenkreis des letzten Rohres.

Fig. 3 gibt eine Ansicht des ganzen Schreibers. Das Einsatzsystem ist halb herausgezogen. Der Elektromagnet ist für 110 Volt bei parallelgeschalteten Rollen und für 220 Volt bei Reihenschaltung vorgesehen. Der Streifen wird über eine große Rolle am Schreibrohr vorbeigeführt. Durch eine große Rändelschraube kann die Rolle mit einem Griff gesenkt werden zum Einlegen eines neuen Streifens. Durch eine weitere Schraube kann die Höhe der Rolle und damit der Druck des Streifens gegen das Schreibrohr fein geregelt werden.

Fig. 4 zeigt schematisch die selbsttätig sich regelnde Farbzuführung. In dem durch die Kappe K luftdicht verschließbaren Vorratsgefäß V befindet sich die Farbe, von wo sie durch das Fallrohr F in das Reguliergefäß R fällt. Doch kann erst dann Farbe nachfließen, wenn der Flüssigkeitsspiegel in R soweit gesunken ist, daß durch das freigewordene untere Ende des Steigrohres E Luft nach R

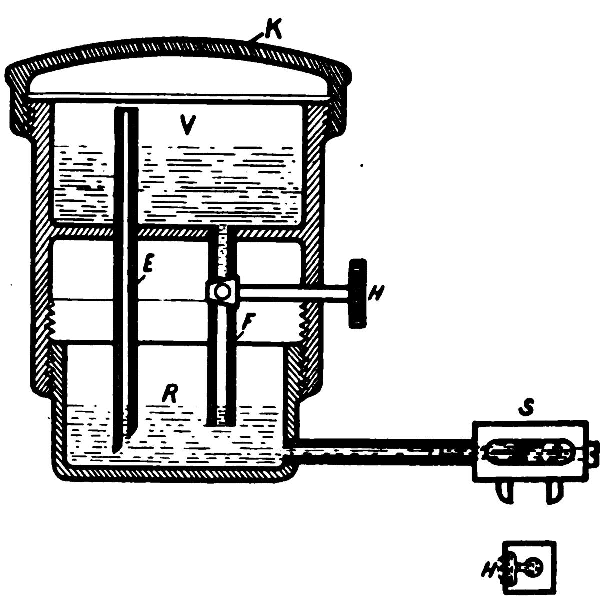




Fig. 4. Farbgefäß.

gelangen kann. Auf diese Weise regelt sich der Flüssigkeitsspiegel im Reguliergefäß selbsttätig. Die Höhe des Spiegels kann dadurch eingestellt werden, daß man das

[2]) The Wireless World and Radio Review 1923, S. 104; Journ. of the Inst. of El. Eng. 1923, S. 903; El. Rev. Ldn. 1923, S. 593.

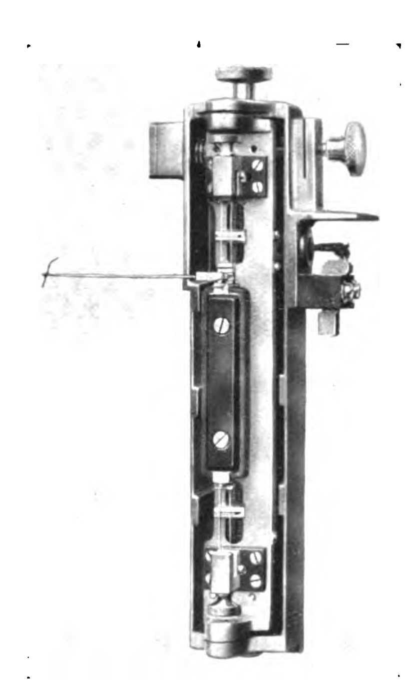


Fig. 2. Einsatzsystem.

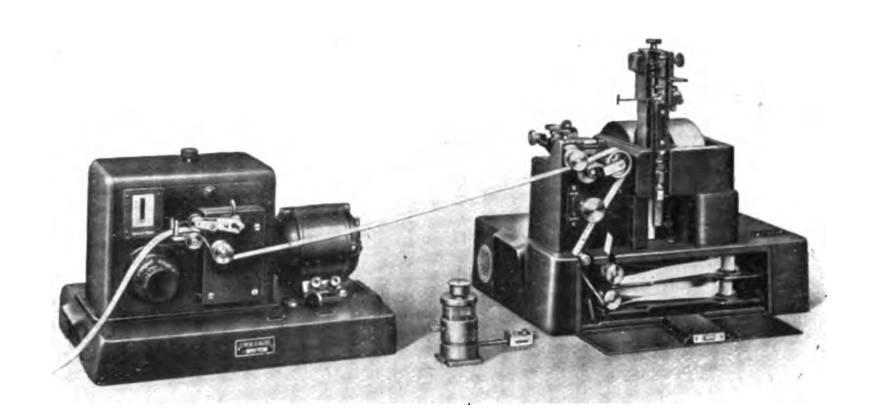


Fig 3. Gesamtansicht des Schreibers.

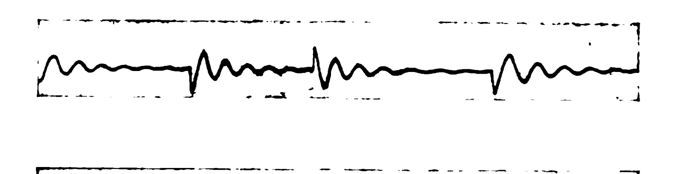


Fig. 6. Derselbe Vorgang,
oben mit dem Oszillographen,
unten mit dem Schreiber aufgenommen.

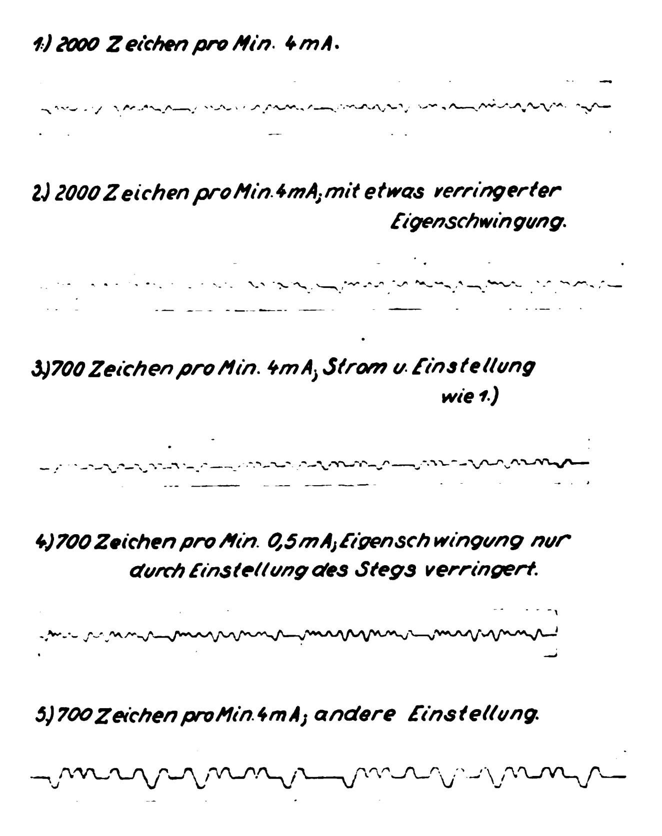


Fig. 7. Rekorderschriftproben
(gesandt über einen verzerrungsfreien Widerstand).

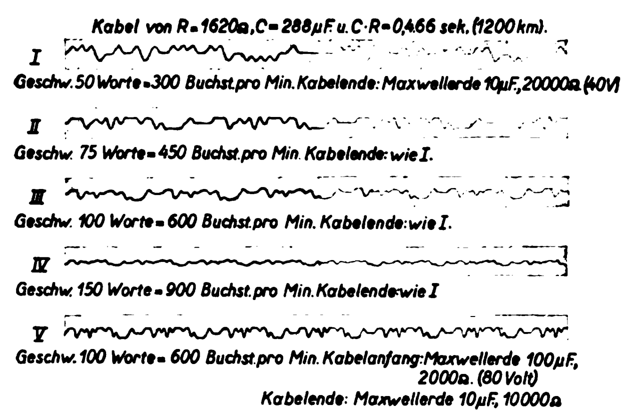


Fig. 8. Rekorderschriftproben,
aufgenommen an einem künstlichen Kabel.

Streifen	Worte/Min.	Stromempf.
1	150	2 mA.
2	30	100 μA.
3	100	500 μA
4	100	2 mA.

Fig. 9. Morseschriftprobe.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Zum Aufsatz: A. Jipp,
Der neue Drehspulen-Schnellschreiber
von Siemens & Halske.



ganze Vorratsgefäß höher oder tiefer schraubt. Wenn zum Nachfüllen von Farbe die Kappe abgenommen wird, muß das Fallrohr durch den Hahn *H* geschlossen werden. Vom Reguliergefäß gelangt die Farbe durch ein Verbindungsrohr zur Schnauze *S* und sammelt sich in der Hohlkehle *H*, in der bei richtig einreguliertem Flüssigkeitsspiegel beständig ein Tropfen hängt. Um zu verhindern, daß der Tropfen ausläuft, ist die Oberfläche der Schnauze vernickelt und poliert. In dem Tröpfchen huscht das obere Ende des Schreibröhrchens hin und her. Alle Röhren sind zur Reinigung leicht zugänglich. Unter der Schnauze sind noch verstellbare Anschläge für den Schreibarm angebracht, die aber auch so weit zurückgeschraubt werden können, daß der Arm frei und unbehindert schwingt.

Ungedämpft zeigt das Drehspulsystem natürlich eine ausgesprochene Eigenschwingung. In Fig. 5 gibt Kurve *I* die Abhängigkeit der Ausschlagsweite von der Frequenz bei einer Einstellung der Eigenfrequenz auf 50 Hertz. Schaltet man geeignete Kondensatoren und Widerstände parallel zur Spule, so kann man, wie die Kurve *II* zeigt, bis zur Eigenfrequenz

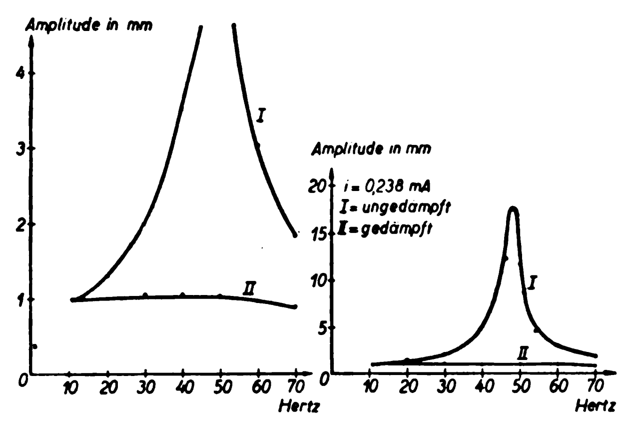


Fig. 5. Frequenzabhängigkeit der ungedämpften und der gedämpften Drehspule.

einen frequenzunabhängigen Ausschlag erzielen. Der Schreiber gibt bei dieser Einstellung Telegraphierzeichen bis zur gleichen Punktfrequenz etwas abgerundet wieder. Im Betrieb genügt im allgemeinen als Dämpfung die Papierreibung, um unverzerrte Zeichen zu bekommen, der Nebenschluß kann fortfallen. Die Eigenschwingung läßt sich bis auf über 100 Hertz bringen, so daß der Schreiber jeder vorkommenden Telegraphiergeschwindigkeit gewachsen ist. Doch ist damit die Leistungsfähigkeit nicht erschöpft, durch Verwendung stärkerer Stahldrähte und evtl. einer festeren Spule kann man die Eigenfrequenz noch weiter steigern. Für genügend langsame Vorgänge kann man den Schreiber als Ersatz für den Oszillographen gebrauchen. Fig. 6 zeigt einen solchen Vorgang, der gleichzeitig mit dem Oszillographen und dem Schreiber aufgenommen ist.

Der Schreiber war ursprünglich für den Seekabelbetrieb bestimmt. Die neuen transatlantischen Kabel mit Permalloyumspinnung erlauben eine Telegraphiergeschwindigkeit von über 1500 Zeichen in der Minute, gegenüber 200 bis 300 Zeichen bei den alten Thomsonkabeln. Für diese Geschwindigkeit sollte ein Kurvenschreiber geschaffen werden. Fig. 7 zeigt einige Schriftproben des Schreibers ohne Kabel. Als Dämpfung wurde nur die Papierreibung benutzt. Die Zeichen können getreu der Stromkurve wiedergegeben werden (Streifen 3) oder sie können abgerundet werden durch Verringerung der Eigenschwingung. Runde Zeichen sind dem Auge angenehmer und fließender lesbar. Während man bei eckigen Zeichen abzählen muß, bieten die runden Zeichen ein charakteristisches Gesamtbild, welches — wie ein geschriebener oder gedruckter Buchstabe — als Einheit wahrgenommen wird. Als Sender wurde der Siemens-Rekordersender benutzt. Die ersten beiden Streifen zeigen den Schreiber bei der höchsten verfügbaren Geschwindigkeit. Die letzten drei Streifen zeigen, wie man die Form der Schriftzeichen willkürlich einstellen kann. Alle Streifen sind ohne begrenzende Anschläge geschrieben.

Fig. 8 lehrt, daß man durch den Schreiber auch an kürzeren Kabeln wirtschaftliche Vorteile erreicht. Mit dem Rekorderalphabet kann man fast die dreifache Geschwindigkeit erreichen wie mit dem Morsealphabet, doch scheiterte die Verwendung des günstigsten Alphabets bislang an der Trägheit des Schreibers. Die Streifen sind an einem künstlichen Kabel ohne Verstärker aufgenommen. Für diesen Fall wurde eine Drehspule von geringerem Widerstand verwendet. Bis zu 600 Zeichen (Streifen *V*) ist die Schrift gut lesbar. Höhere Geschwindigkeiten kann man noch durch Verwendung mehrgliedriger Maxwellketten und Verstärker erreichen.

In Fig. 9 ist Morseschrift wiedergegeben, wie sie in der drahtlosen Telegraphie benutzt wird. Der erste Streifen ist mit begrenzenden Anschlägen, die übrigen mit frei schwingendem Schreibarm aufgenommen. Der zweite Streifen zeigt, daß der Schreiber bei kleiner Geschwindigkeit die Stromempfindlichkeit des Siphonrekorders fast erreicht.

Über Versuche am künstlichen Ozeankabel ist in der ENT 2, S. 184, 1925, Heft 6, berichtet worden, über den zugehörigen Sender und Locher in der ENT 3, S. 108, 1926, Heft 3.

Zusammenfassung:

Es wird ein neuer Telegraphenempfänger beschrieben, welcher Morse und Kabelschrift bis zur höchsten zurzeit erreichbaren Geschwindigkeit und darüber hinaus aufzeichnet und dabei Störströme von Betriebsstrom zu unterscheiden erlaubt.

(Eingegangen am 17. 4. 1926.)

Übersetzungen und Referate.

Vorläufige Notiz über eine beabsichtigte Änderung der Konstanten in der Austin-Cohenschen Formel.

Von L. W. Austin[1]).

Es ist seit einer Reihe von Jahren bekannt, daß die Austin-Cohensche Formel zwar für mittlere Entfernungen und Wellenlängen ausreicht, aber bei Entfernungen von 6000 km Werte liefert, die nur etwa halb so groß sind, wie die beobachteten; bei 12 000 km scheinen die berechneten zu den beobachteten Werten nur etwa im Verhältnis 1 : 4 zu stehen.

Unsere ursprüngliche Formel von 1910 bis 1914 für die Ausbreitung der Wellen bei Tag und über Salzwasser war

$$\mathfrak{E} = 120\,\pi\,\frac{hJ}{\lambda d}\sqrt{\frac{\vartheta}{\sin\vartheta}}\cdot e^{-u} \text{ (Volt, km, Amp.)}^{2)}$$

worin $u = 0{,}0015\,d/\lambda^{0,5}$.

Die Konstanten in dem Ausdruck für u waren empirisch aus Beobachtungen nach der Parallel-Ohm-Methode bestimmt worden, und zwar für Entfernungen bis zu 2000 km und Frequenzen zwischen $1000 \cdot 10^3$/sec. (λ = 300 m) und $80 \cdot 10^3$/sec. (λ = 3750 m).

Es war natürlich stets mein Wunsch, die Formel in bessere Übereinstimmung mit den Beobachtungen zu bringen. Auf Rat einiger meiner europäischen Kollegen in dem U. R. S. I. gab ich den Gedanken auf, den Hertzschen Teil der Formel zu ändern, da er gerade derjenige ist, der theoretisch begründet ist, und überlegte mir die Möglichkeit von Änderungen in den Konstanten des exponentiellen Ausdrucks. Es ist natürlich keine Kunst, diese Konstanten so abzuändern, daß die Formel in einem begrenzten Bereich von Wellenlängen und Entfernungen ausgezeichnete Übereinstimmung mit den Beobachtungen gibt. Aber wenn die Formel einen allgemeinen Charakter haben soll, so muß von ihr verlangt werden, daß sie mindestens ungefähr richtige Werte liefert für alle Frequenzen zwischen $1000 \cdot 10^3$ (λ = 300 m) und $12 \cdot 10^3$/sec. (λ = 25 000 m).

Während der letzten Jahre ist viel Material an Feldstärkemessungen gesammelt worden. Lange Beobachtungsreihen an transatlantischen Stationen wurden von der American Telephone und Telegraph Company, der Radio Corporation of America, der Marconi-Gesellschaft, französischen Armeestellen in Meudon bei Paris und dem Bureau of Standards gemacht. Die Marconi-Gesellschaft hat außerdem eine ungeheure Zahl von Messungen von verschiedenen Sendestationen während der Reisen des Dampfers „Dorset" von England nach Neuseeland durch den Panamakanal (Februar und März 1922) und des Dampfschiffes „Boonah" von Australien nach England durch den Suezkanal (Juni bis August 1923) ausgeführt. Ferner hat die indische Postbehörde in Karachi (Indien) die Feldstärke von verschiedenen europäischen Großstationen vom November 1921 bis Juni 1923 gemessen.

Dieses ganze Material ermöglicht es jetzt, die Abhängigkeit der Feldstärke von der Wellenlänge und der Entfernung mit einiger Sicherheit zu bestimmen. Natürlich differieren die Werte der verschiedenen Beobachtungsreihen untereinander ziemlich erheblich. Diejenigen, bei denen dieselben Stationen regelmäßig über den Zeitraum von einem oder mehreren Jahren beobachtet wurden, sind natürlich die wertvollsten. Diejenigen, die während der Reise von Schiffen gemacht wurden, sind zwar ebenfalls wichtig, aber sie zeigen unter Umständen starke Abweichungen während verschiedener Teile der Reise, da im allgemeinen für eine bestimmte Entfernung von der Sendestation nur eine einzige Beobachtung vorliegt. Diese Beobachtungen können deshalb höchstens die Bedingungen während eines sehr beschränkten Teiles des Jahres darstellen.

Die Aufgabe, aus dem vorliegenden Beobachtungsmaterial eine Formel abzuleiten, die für die Ausbreitung über Seewasser gelten soll, wird außerdem erschwert dadurch, daß bei der Übertragung auf große Entfernungen die Wellen in den meisten Fällen einen großen Teil ihres Weges über Land zurücklegen. Zum Beispiel läuft der Großkreis zwischen Nauen (Deutschland) und Washington ungefähr 25% über Land, derjenige zwischen Rocky Point und London 20%, derjenige zwischen Buenos Aires und Washington mehr als 50%, während der kürzeste Weg von Karachi (Indien) nach den europäischen Sendestationen fast vollkommen über Land geht.

Die Frage der Absorption der Wellen durch Land im Verhältnis zu derjenigen durch Wasser ist noch keineswegs klar gestellt. Man ist allgemein der Ansicht, daß für Wellenlängen unter 5000 m die Absorption über Land viel größer ist als diejenige über Wasser, und es ist wahrscheinlich, daß die Stärke der Absorption durch Land sich auch von Wellenlängen zwischen 5000 bis mindestens 15 000 m bemerkbar macht, wenn auch in um so geringerem Maße, je größer die Wellenlänge ist. Die Größe dieses Effektes hängt natürlich von dem Charakter des Landes, über das die Wellen sich ausbreiten, ab, und besonders auch von den Bedingungen in der Nachbarschaft der Sende- und Empfangsstationen. Beobachtungen in Washington, die über mehr als zwei Jahre ausgedehnt wurden, zeigen, daß die Zeichen von Bolinas (Kalifornien bei San Franzisko) mit einer Frequenz von $22{,}9 \cdot 10^3$/sec. (λ = 13 100 m) praktisch dieselbe Absorption haben, wie über Seewasser, vorausgesetzt allerdings, daß die angegebene wirksame Höhe des Senders richtig ist. Auf der anderen Seite geht aus den Beobachtungen, die — allerdings in viel beschränkterer Zahl — in Washington an der Sendestation San Diego und in San Diego an den Stationen der amerikanischen Ostküste gemacht wurden, hervor, daß die Absorption hier ungefähr zweimal so groß wie über Seewasser zu sein scheint. Das mag auf lokale Bedingungen bei San Diego zurückzuführen sein; die drahtlosen Telegraphisten haben San Diego immer für ungünstiger gehalten als San Franzisko.

Trotz dieser Unsicherheit schien es doch der Mühe wert, das angesammelte Material auszunützen, um neue Konstanten für die Ausbreitungsformel zu erhalten. Bis jetzt scheint es, daß man zu sehr brauchbaren Resultaten kommt, wenn man $u = 0{,}0014\,d/\lambda^{0,6}$ setzt. Vielleicht wird es notwendig sein, diese Konstanten noch etwas zu ändern, wenn noch mehr und bessere Beobachtungsdaten zur Verfügung stehen.

Tabelle 1 gibt das Verhältnis des Wertes von e^{-u} nach der alten und neuen Formel für verschiedene Wellenlängen und Entfernungen. Tabelle 2 enthält eine Zusammenstellung von Beobachtungswerten verschiedener Messungen, die in guter oder ziemlich guter Übereinstimmung mit den Werten sind, die sich aus der neuen Formel berechnen. Die Beob-

[1]) Aus dem Laboratory for Special Radio Transmission Research. — Die Arbeit erscheint gleichzeitig in den Proc. Inst. Radio Eng.

[2]) Bureau of Standards Bulletin VII p. 315, 1911. Reprint 159 und XI p. 69, 1914, Reprint 226.

Tabelle 1.

Verhältnis der neuen und alten Werte von e^{-u}:

$$= \frac{e^{-\frac{0,0014\,d}{\lambda\,0,6}}}{e^{-\frac{0,0015\,d}{\lambda\,0,5}}}$$

λ (km)	d (km)					
	500	1000	2000	4000	6000	12 000
0,3	0,93	0,86	0,72	—	—	—
0,5	1,00	1,00	1,00	—	—	—
1,0	1,05	1,11	1,22	—	—	—
2,0	1,07	1,14	1,31	—	—	—
3,0	1,07	1,15	1,33	1,77	—	—
5,0	—	—	1,32	1,72	2,25	—
10,0	—	—	1,31	1,62	2,09	4,40
16,0	—	—	—	1,55	1,94	3,75
24,0	—	—	—	—	1,80	3,25

achtungen in Cliffwood und New Southgate wurden durch die American Telephone and Telegraph Company [3]) und diejenigen in Karachi durch die indische Postbehörde[4]) gemacht.

Die Beobachtungsreihe in San Diego[5]) rührt vom Bureau of Standards her, während die Beobachtungen von Marion und Nauen auf den Dampfern „Dorset" und „Boonah" [6]) durch die Marconi-Gesellschaft den Mittelwert geben zwischen den beiden Beobachtungsreihen, von denen die eine im März 1922 und die andere im Juli 1923 gewonnen wurde. Bordeaux hat seine Wellenlänge von 23 400 auf 19 000 m geändert, ungefähr zu der Zeit, in der die „Boonah" von Australien abfuhr. Diese Änderung der Wellenlänge gab eine solche Zunahme in der Reichweite der Station, daß die Beobachtungen auf den beiden Schiffen nicht mehr vergleichbar sind.

In einer späteren Veröffentlichung soll der Rest des vorliegenden Beobachtungsmaterials, sowohl des für die Gültigkeit der Formel günstigen als des ungünstigen, näher diskutiert werden.

[3]) Bell System Technical Journal, **4**, p. 459, 1925.
[4]) London, Electrician, **91**, 164, 1923.
[5]) Jour. Wash. Acad. Sci., **15**, 139, 1925.
[6]) Jour. I. E E. (London), **63**, 933, 1925.

Tabelle II.

Berechnete und beobachtete Feldstärken.

Sendestation	Empfangsstation	f	λ (km)	d (km)	$\mathfrak{E}\left(\frac{\mu V}{m}\right)$ berechn.	beobacht.	Zeit
Nauen	Cliffwood, N. J.	$23{,}8\cdot10^3$/sec.	12,6	6 350	44	42	1922 bis 1923
Marion	New Southgate, Engl.	$25{,}8\cdot10^3$/sec.	11,6	5 280	40	53	1923 bis 1924
Rom	Karachi, Indien	$28{,}0\cdot10^3$/sec	10,7	5 230	24	20	Novbr. 1921 bis Januar 1923
Bordeaux	„ „	$12{,}8\cdot10^3$/sec.	23,4	5 900	60	68	Novbr. 1921 bis Januar 1923
Ste. Assise	Bureau of Standards	$20{,}6\cdot10^3$/sec.	14,5	6 150	53	48	1923
Bordeaux	„ „ „	$12{,}8\cdot10^3$/sec.	23,4	6 160	67	71	1922
Buenos Aires	„ „ „	$23{,}6\cdot10^3$/sec.	12,7	8 300	30	37	1924
Cavite, P. I.	San Diego, Cal.	$19{,}3\cdot10^3$/sec.	15,5	11 800	2,7	2,0	28. August bis 22. Sept. 1924
Marion	Dampfer Dorset u. Boonah	$25{,}8\cdot10^3$/sec.	11,6	8 000 12 000	11 2,7	12 3	März 1922 und Juli 1923
Nauen	„ „ „ „	$23{,}8\cdot10^3$/sec.	12,6	8 000 12 000	21 5,4	22 5,5	März 1922 und Juli 1923
Bordeaux	Dampfer Dorset	$12{,}8\cdot10^3$/sec.	23,4	8 000 12 000	37 13	33 10	März 1922

(Übersetzt von J. Zenneck.)

Bericht über Vorträge auf dem Deutschen Physikertag in Danzig im September 1925.

Von den Vorträgen bei der Danziger Tagung beschäftigten sich folgende mit der Hochfrequenztechnik und ihr naheliegenden Gebieten:

In dem Bericht von **F. Trendelenburg** über neuere Beiträge zur Elektroakustik am 11. September wurden hauptsächlich Probleme behandelt, die sich mit der Schaffung einer im Frequenzbereich von 50 bis 5000 Hertz verzerrungsfrei arbeitenden Lautsprecheranlage beschäftigen. Zur Aufnahme des Schalles dient ein Kondensatormikrophon in Hochfrequenzschaltung und zur Wiedergabe der elektrodynamisch erregte Blatthalter. Beide Apparate sind von H. Riegger angegeben. Die Musikvorführungen erfolgten mit einer ähnlichen Anordnung, wie sie bereits Herr J. Zenneck vor kurzem beschrieben hat [1]). Diese zeigte einen beachtenswerten Fortschritt gegenüber den bisherigen Lautsprecher-Wiedergaben.

Am 12. September berichtete zuerst **H. Rukop** über neuere Ergebnisse mit kurzen Wellen. Über diesen Vortrag erfolgt vom Vortragenden selbst ein ausführlicher Bericht in dieser Zeitschrift.

K. Rottgardt: Steuerungsvorgänge (Schwingungserzeugung) durch Feldzerfall in Elektronenröhren [2]). Die Dreielektrodenröhre arbeitet hier nicht mit irgendeiner Rückkopplung des Anodenkreises auf den Gitterkreis, sondern ähnlich wie ein Lichtbogen zur Schwingungserzeugung. Den Anstoß zu der Untersuchung

[1]) Jahrbuch **25**, 20, 1925.
[2]) Zeitschr. f. techn. Phys. **6**, 610, 1925.



gab eine Beobachtung von Dr. L. Kühn im Jahre 1917, wobei in einem Senderohr voller Sättigungsstrom erreicht wurde, wenn man kurzzeitig das im übrigen isolierte Gitter mit der Anode verband. Die von ihm und Dr. Thilo mit Unterstützung von Prof. Seeliger-Greifswald durchgeführten Messungen ergaben, wenn Gitter und Anode durch einen hochohmigen Zerfallwiderstand R_z verbunden waren, den durch Fig. 1 dargestellten Verlauf des Anodenstromes i_a

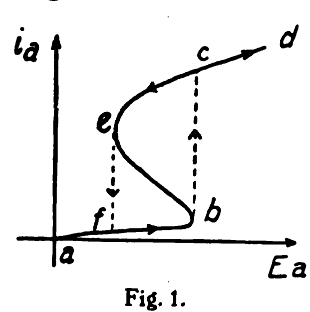


Fig. 1.

bei Steigerung der Anodenspannung E_a. Der Strom steigt von a bis b, springt dann plötzlich auf c und steigt allmählich weiter bis d. Erniedrigt man die Anodenspannung, so nimmt der Strom von d bis e ab, fällt plötzlich auf f und geht weiter bis a zurück. Dies setzt voraus, daß die Anodenspannung der Röhre bei der plötzlichen Stromänderung unbeeinflußt gleich bleibt. In Wirklichkeit wird dieses nicht der Fall sein und sich dadurch der Stromverlauf in der Weise modifizieren, wie die ausgezogene Kurve der Fig. 1 zeigt. Man hat also hier von e bis b eine sogenannte fallende Charakteristik, die man zur Schwingungserzeugung durch in Serie geschaltete Kapazität C und Selbstinduktion L (Fig. 2) ausnutzen kann. Die Frequenzen sind bisher

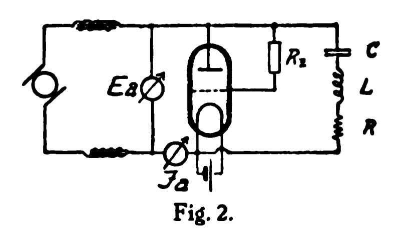


Fig. 2.

von den langsamsten Schwingungen bis 375 Kilohertz (λ = 800 m entsprechend) realisierbar. Im allgemeinen hat man Schwingungen zweiter Art. Der Wirkungsgrad ließ sich bisher noch nicht über 39% erhöhen. Die in einer Röhre erzielte Schwingungsleistung war dabei wesentlich höher als bei Rückkopplungsschaltungen. Nur bestehen Schwierigkeiten, dem Schwingungskreis Energie zu entziehen.

Beim Schwingungsvorgang muß der Widerstand der Röhre im Augenblick des Feldzerfalls sehr klein werden. Zur Klärung dieser Erscheinung wurden die Vorgänge am Gitter untersucht. Man findet mit zunehmender Gitterspannung erst ein Ansteigen des Gitterstromes bis zu einem Maximum im Positiven, dann ein Abnehmen bis zu einem Minimum im Negativen, und hierauf wieder Zunahme. Dieser Gitterstromvorgang wird durch Entstehung von Sekundärelektronen, hervorgerufen durch die Primärelektronen am Gitter, erklärt. Die Gitterstromkurve ist einmal von der Anodenspannung und weiterhin von der Heizung abhängig. Jede dieser Kurven erlaubt für eine bestimmte Anodenspannung die Bestimmung der Größe des Widerstandes R_z, für den der Feldzerfall und die Schwingungserzeugung eintritt.

F. Trautwein. Modulation und Übertragungsgüte in der Hochfrequenztechnik. Die Arbeit beschäftigt sich mit dem Problem des Telephoniesenders und den Anforderungen, die bei der klanggetreuen Übertragung von Sprache und Musik gestellt werden müssen.

H. Wigge. Die Diagramme des Hochfrequenzverstärkers[3]). Um die Wirkungsweise einer Hochfrequenzverstärkerröhre klar hervortreten zu lassen, wird das Diagramm der Röhre[4]) aufgestellt. Hierbei kommt die koppelnde Wirkung der inneren Röhrenkapazitäten deutlich zum Ausdruck. Bei der normalen Gittersteuerung tritt bei induktiver Anodenkreisbelastung eine Rückkopplung vom Anodenkreis auf den Gitterkreis auf. — Bei der Ultraaudionschaltung erfolgt Selbsterregung bei vorwiegend kapazitiver Anodenkreisbelastung. Die Kopplung der beiden Kreise geschieht hier durch die Kapazität zwischen Gitter und Heizfaden. Da diese kleiner ist als die zwischen Gitter und Anode, kann man das Ultraaudion auch noch für sehr kurze Wellen als Hochfrequenzverstärker gebrauchen. — Bei der Schaltung von Dresla wird bei einer Doppelgitterröhre die zu verstärkende Spannung an das Anodenblech und das innere Gitter gelegt. Das mittlere Gitter dient als Anode. Das Diagramm dieser Schaltung fällt je nach der Größe der Kapazitäten der einzelnen Teile entweder mit dem der normalen Gittersteuerung oder dem des Ultraaudions zusammen. Schaltet man von außen zu den Röhrenkapazitäten veränderliche Kondensatoren parallel, so kann man die noch vorhandene Kapazität vollkommen kompensieren. Man erhält so eine vollständige Entkopplung, die von der Frequenz unabhängig ist. Das ist ein Vorteil gegenüber der Neutrodyne-Anordnung und anderen Methoden, da hier die Entkopplung von der Schaltung unabhängig ist, also ein beliebiges Übergehen auf andere Wellen gestattet. Der Hochfrequenztransformator kann dabei ein sehr hohes Übersetzungsverhältnis haben. Dieser Hochfrequenzverstärker, der Doppelgitterröhren in der Freigittersteuerung nach Dresla benutzt, eignet sich in der Kompensationsschaltung nach Wigge für die allerkürzesten Wellen.

A. Katsch. Neue Methode zur Darstellung von Vorgängen in Entladungsgefäßen[5]). Um in Entladungsröhren mit mehreren Elektroden die Feldverteilung bzw. die Elektronenbahnen feststellen zu können, benutzt man als Indikator der Elektronenbewegung die durch Elektronenstoß hervorgerufenen Anregungserscheinungen an Gasresten bei sehr niedrigem Druck. Bei 10^{-4} mm Hg beträgt die Deformierung des Feldes noch etwa 7%. Quantitative Ergebnisse erhält man also erst bei 10^{-5} mm Hg. Zur Anregung sind etwa 15 Volt Geschwindigkeit erforderlich, die Intensität ist bei gegebener Elektronengeschwindigkeit ein Maß für die Elektronendichte. — Bei einer zwischen ebener Anode und Steuerplatte angebrachten Kathode ist die durch Elektronen hervorgerufene Anregungserscheinung innerhalb des Feldes: Steuerplatte-Anode eine Parabel mit hellem Rande. Nach Betrachtungen von A. Günther-Schulze ergibt sich bei der Elektronenanordnung für die Einhüllende aller Elektronenbahnen, die von der Kathode mit gleicher Geschwindigkeit ausgehen, eine Parabel. Die Untersuchungen wurden an Röhren mit parallelen, siebförmigen sowie rechtwinklig angebrachten Gitter- und Anodenplatten durchgeführt. Durch Verändern der Potentiale beider Platten gegenüber dem Glühdraht erhielt man Anregungserscheinungen, die auf Anregung 1. durch Elektronen, 2. durch negative Ionen und 3. durch positive Ionen, zurückzuführen sind. Eine Skizze des letzteren Vorgangs zeigt die Fig. 3. Die

[3]) Zeitschr. f. techn. Phys. 6, 653, 1925.
[4]) Ollendorf, Arch. f. Elektr. 13, 274, 1924.
[5]) Zeitschr. f. techn. Phys. 6, 595, 1925.

beiden Platten sind auf + 30 Volt gegenüber dem Glühdraht aufgeladen. Man erhält jetzt eine Aufspaltung des positiven Strahles und zwar 1. eine weite Parabel, deren Scheitel vor

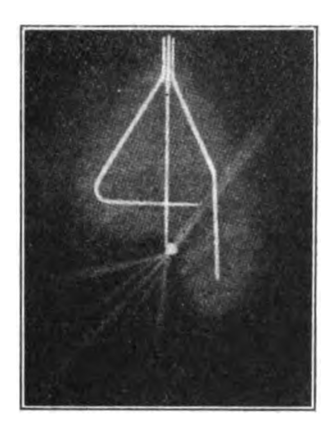


Fig. 3.

der Glühkathode liegt, 2. eine schmale Parabel mit dem Scheitel im Faden und 3. einen zu beiden Parabeln symmetrisch verlaufenden einzelnen Strahl. Man hat es hier mit positiven Teilchen zu tun, die zum Teil aus der Oxydkathode verdampfen, teils erst in geringer Entfernung von ihr entstehen. Kontrollversuche mit anderen Gasen stehen noch aus, sehr wahrscheinlich bildet ein Teil der Erscheinungen ein Charakteristikum der Oxydkathode.

Am 15. September fanden weitere vier hier interessierende Vorträge statt:

O. Scheller: Antenne großer Spannweite[6]). Bei Großstationen gehören die Antennenmasten zu dem kostspieligsten Teil der Anlage. Man sucht die Spannweite der Antenne zu vergrößern, um mit möglichst wenig Masten auszukommen. Bei der von C. Lorenz A.-G. Berlin am Herzogstand in Bayern ausgeführten Antennenanlage ist die Antenne nur an Bergen aufgehängt; die freie Spannweite beträgt 2600 m, der Höhenunterschied der Aufhängepunkte 800 m. Für das Seilgewicht kommt man auf eine Beanspruchung von 4000 kg/cm², wozu noch zusätzliche Belastungen durch Winddruck, Eis, Isolatoren, Stromzuführungen usw. kommen. Das Material für das Seil konnte nur hochwertiger Stahldraht sein. Der Hochfrequenzstrom durfte jedoch weder den Stahl als Leiter benutzen, noch irgendwie merkbar magnetisieren. Die Ausführung, die sich seit 1920 bewährt hat, besteht aus 7 Einzelseilen, die aus je 7 Stahldrähten von 1,6 mm Durchmesser bestehen. Die Einzelseile haben abwechselnd verschieden gerichteten Drall, so daß bei Änderung der Seilspannung sich der Schub am Umfang des Gesamtseiles aufhebt. Die 7 Einzelseile werden gleichmäßig beansprucht. Das Gesamtseil hat eine Hülle zur Leitung des Hochfrequenzstromes, der bei der einen Antenne aus 28 Aluminiumdrähten von je 2 mm Durchmesser, bei den übrigen beiden aus einem Aluminiumband von 1,5 mm Dicke besteht, das als Rohr über das Seil gezogen wird. Die Aluminiumdrähte wurden durch gleiche Schellen in etwa 20 cm Abstand gehalten. Ein elektrischer Unterschied beider Antennenseile hat sich nicht gezeigt. — Der stromführende Teil jeder Antenne ist 2000 m lang. Das Gewicht des Eisens, welches dicht am Leiter liegt, beträgt etwa 4800 kg. Trotzdem ist es sicher elektrisch unschädlich, da der Widerstand der Antenne klein ist. Die Isolatoren sind als Stegketten ausgebildet. Die Zuführung ist ein Hohlseil aus Hartaluminium, das über einen Kern von Holzperlen mit einer Hülle aus zwei Lagen Draht entgegengesetzter Drahtrichtung besponnen ist.

H. Rothe. Austrittsarbeit und Kontaktpotential[7]). Zwischen zwei Elektroden einer Entladungsröhre ist die Größe ihres Kontaktpotentials in großer Annäherung gleich der Differenz der Austrittsarbeiten beider Materialien, außerdem geht noch das Verhältnis ihrer Elektronenkonzentration ein. Aus der Emissionskennlinie einer Glühelektrodenröhre läßt sich das Kontaktpotential leicht bestimmen. Diese Linie besteht aus drei charakteristischen Teilen (Fig. 4). Im Bereich I liegt zwischen Kathode und Anode verzögernde Spannung. Der Anlaufstrom verläuft exponentiell, in logarithmischem Maßstab also gerade. Der Bereich II ist das Raumladungsgebiet, in dem der übergehende Strom nur von der angelegten Spannung abhängt. Im Sättigungsbereich III bleibt der Strom von der Spannung unabhängig. Bei ganz geringen Elektronenströmen erfolgt der Übergang von I unmittelbar nach III, der Knickpunkt dieser Kurve verschiebt sich um die Größe des Kontaktpotentials von der Nullachse des Koordinatensystems. An einem holländischen Oxydrohr ergab sich das Kontaktpotential zwischen Glühdraht und Anode zu 0,45 Volt. Bei Bo-Rohren von Siemens & Halske, deren besonders niedrige Austrittsarbeiten zwischen 0,6 und 1,2 Volt liegen, können sich Kontaktpotentiale bis 2,7 Volt ausbilden. Diese hohen Kontaktpotentiale erklären Abweichungen im Anodenstrom, die an diesen Rohren gegenüber solchen mit Wolframkathode beim Anschluß des Gitters am negativen Heizdrahtende auftreten. Auch zwischen heißem und kaltem Platin besteht ein Kontaktpotential, woraus man zunächst nur schließen kann, daß sich die Austrittsarbeit und die Elektronenkonzentration mit der Temperatur ändert.

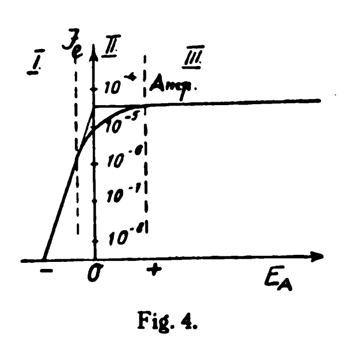


Fig. 4.

R. Mayer. Technische Regulierprobleme[8]). Die Aufgabe, selbsttätig eine Größe konstant zu halten, führt dazu, allgemein gültige Gesichtspunkte für die Behandlung solcher Regulierprobleme aufzustellen. Zunächst wird festgestellt, wieweit sich die tatsächlichen Werte der Hauptgröße und der zugehörigen Steuergröße von den Sollwerten unterscheiden. Weiterhin kommt man zu einer Steuergleichung und einer Energiegleichung. Diese drei charakteristischen Gleichungen werden diskutiert. Dann ergeben sich vier Gruppen von Regulierungen. Die erste Gruppe umfaßt die prinzipiell falschen, in der Praxis aber oft anwendbaren Regulierungen, wo jedem Wert der Hauptgröße eindeutig ein Wert der Steuergröße zugeordnet ist, z. B. Fliehkraftregler ohne Rückwirkung. Die zweite Gruppe läßt sich aus der ersten durch Korrektur entwickeln, z. B. Herstellen eines indifferenten Gleichgewichtes. Ein Beispiel der dritten Art ist der träge Regler. Die vierte Gruppe ist die Ent-

[6]) Zeitschr. f. techn. Phys. 6, 651, 1925.

[7]) Zeitschr. f. techn. Phys. 6, 633, 1925.

[8]) Zeitschr. f. techn. Phys. 6, 573, 1925.

weder-Oder-Regulierung, die nur dann möglich ist, wenn die Trägheit der Hauptgröße sehr groß ist im Verhältnis zu der Steuergröße.

A. v. Engel. Über Ionenschalter[9]). Unter Ionenschaltern wird die Gruppe von Gasentladungsrelais verstanden, bei denen der Leitungsstrom der Entladung das Vorhandensein von Ionen zur Voraussetzung hat und die Auslösung sowie Unterbrechung des Stromes durch sehr geringe Steuerenergien erfolgt. Diese Schalter sind für größere Ströme in der Regel Quecksilberdampfbogenschalter. Der Quecksilberlichtbogen wird nach Burstyn[10]) durch elektrische Felder von Außenbelegungen gezündet und durch Parallelschalten eines umgekehrt geladenen Kondensators gelöscht. Die Stromunterbrechung erfolgt in etwa 10^{-6} sec. Die bei diesen Schaltkolben auftretenden Fehler sind einmal auf die Kontakte der äußeren Leitung und dann auf Vorgänge im Innern des Hg-Rohres zurückzuführen. Beide Fehlerquellen werden diskutiert und beseitigt, wobei die Erscheinung des Wiederzündens genau untersucht wurde. Von Interesse ist hier noch, daß diese Ionenschalter betriebsmäßig z. B. in einer Hochfrequenzmaschinen-Regelanlage eingebaut sind, auch zum Tasten von Telegraphieströmen im Schnellverkehr Anwendung finden. E. Lübcke.

Ludwig Müller-Brünn: Beiträge zur Untersuchung der Verstärkertransformatoren. (Archiv für Elektrotechnik, Bd. **16**, S. 219—250, 1926, Heft 3.)

Im theoretischen Abschnitt der Arbeit werden zunächst die charakteristischen Bestimmungsstücke des Gittertransformators besprochen und dann die wichtigsten Beziehungen zwischen denselben abgeleitet.

Beim Gittertransformator spielt im Gegensatz zu den meisten übrigen Übertragern für Tonfrequenz die Eigenkapazität der Wicklungen eine sehr wichtige Rolle; zahlreiche Arbeiten über diese interessante Erscheinung, die auch für andere Zweige der Elektrotechnik wichtig ist, werden angeführt und gezeigt, daß sowohl aus den theoretischen als auch aus den experimentellen Arbeiten hervorgeht, daß die Spulenkapazität stets durch einen an den Endklemmen liegenden Kondensator ersetzt gedacht werden kann, was auch die gegenständlichen Untersuchungen durchaus bestätigten. Durch die Eigenkapazität wird der Transformator zu einem schwingungsfähigen System mit mehreren Eigenfrequenzen.

Da es bei kleinen Strömen und Magnetisierungen möglich ist, die Eisenverluste durch lineare Ansätze (R. Holm) zu berücksichtigen, lassen sich die auftretenden Erscheinungen auch analytisch durch Aufstellung der „Grundgleichungen des Verst. Transformators" ableiten. An Stelle des Selbstinduktionskoeffizienten L und des Gegeninduktionskoeffizienten M treten in den Gleichungen die Größen $L(1-j\varrho)$ und $M(1-j\varrho)$ auf, wo $\varrho = \delta + \omega\vartheta$ die Eisenverluste darstellt. δ ist eine Größe, die die Hystereseverluste angibt, ϑ eine solche für die Wirbelstromverluste, $\omega = 2\pi f$ ist die Kreisfrequenz. δ und ϑ sind bei einer bestimmten Magnetisierung frequenzunabhängige Konstante. Die mit diesen Größen aus den allgemeinen Transformatorgleichungen ableitbaren „Grundgleichungen" lauten:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{E}_1 &= \frac{\mathfrak{L}_1 + (\mathfrak{L}_1\mathfrak{L}_2 - \mathfrak{M}^2)\mathfrak{K}_2}{\mathfrak{M}}\,\mathfrak{E}_2 + \frac{\mathfrak{L}_1\mathfrak{L}_2 - \mathfrak{M}^2}{\mathfrak{M}}\,\mathfrak{J}_2 \\ \mathfrak{J}_1 &= \frac{\mathfrak{L}_2}{\mathfrak{M}}\,\mathfrak{J}_2 + \frac{\mathfrak{L}_2\mathfrak{K}_2 + 1}{\mathfrak{M}}\,\mathfrak{E}_2 \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Darin sind $\mathfrak{E}_1, \mathfrak{E}_2, \mathfrak{J}_1, \mathfrak{J}_2$ die primären und sekundären Klemmenspannungen und die äußeren Ströme, $\mathfrak{L}_1 = R_1 + (j+\varrho)\,\omega L_1$, $\mathfrak{L}_2 = R_2 \pm (j+\varrho)\,\omega L_2$, $\mathfrak{M} = (1-\sigma)\,(j+\varrho)\,\omega\sqrt{L_1 L_2}$ und $\mathfrak{K}_2 = j\,\omega\,K_2$ die komplexen Operatoren der Induktivitäten samt Kupfer- und Eisenverlusten, der Gegeninduktivität mit Streuung (σ) und der auf die Sekundärseite reduzierten Effektivkapazität.

Die Wirksamkeit des Gittertransformators ist besonders durch den Verlauf der Funktion

$$\mathfrak{U}_{10} = \frac{\mathfrak{E}_{10}}{\mathfrak{J}_{10}} = f(\omega) \quad (2)$$

bestimmt, die den Leerlaufswiderstand in Abhängigkeit von der Frequenz darstellt und als „Charakteristik" bezeichnet werden darf. Aus Gleichung (1) bzw. (2) ergeben sich zwei Eigenfrequenz- (Resonanz-) Werte des Gittertransformators, nämlich:

$$\left.\begin{aligned} \text{I)}\ \omega_1^2 &= \frac{1}{L_2 K_2} \\ \text{II)}\ \omega_2^2 &= \frac{1}{2\sigma L_2 K_2} \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Der erste Resonanzpunkt, der für die Verstärkerpraxis wichtige, ist eine Stromresonanz der sekundären Induktivität L_2 und der Effektivkapazität K_2, der zweite eine Spannungsresonanz zwischen dieser und der sekundären Streuinduktivität $2\sigma L_2$; er wird auch als „Streuresonanz" bezeichnet. Die beiden Eigenfrequenzen sind mit den Rogowskischen[1]) Eigenfrequenzen 1. und 2. Art zu identifizieren.

Die Werte von $\mathfrak{U}_{10}$ in jedem der Resonanzpunkte haben eine ganz charakteristische Größe: Bei erster Resonanz ist $\mathfrak{U}_{10}$ etwa gleich dem auf die Primärseite reduzierten Resonanzwiderstand aus L_2, K_2 und $(R_2 + \varrho\,\omega L_2)$, bei 2. Resonanz ist $\mathfrak{U}_{10}$ ungefähr dem sogenannten „Kurzschlußwiderstand", d. h. den auf die Primärseite reduzierten Kupferwiderständen des Transformators gleich.

Das Übersetzungsverhältnis des Transformators ändert sich in der Umgebung der 1. Resonanz durchaus nicht sehr gegenüber dem Windungsverhältnis, wogegen bei 2. Resonanz die im alten „Resonanztransformator" benützte Spannungserhöhung auftreten kann, die jedoch hier keine Bedeutung hat, weil gerade beim Verstärkerproblem die notwendige unbegrenzte Energiequelle fehlt. Wichtig ist, daß die auf einem Anpassungsphänomen beruhende, bei 1. Resonanz mögliche Spannungserhöhung am Transformator nicht mit einer Erhöhung des Übersetzungsverhältnisses der Klemmenspannungen verwechselt wird.

Ein Kapitel streift kurz eine Form des Verstärkertransformators, der eine dritte Kurzschlußwicklung besitzt.

Im experimentellen Teil werden zunächst verschiedene ältere und neuere Transformatorentypen besprochen, hierauf eine Brückenmethode zur Aufnahme der Charaktristik entwickelt, bei welcher als besonders interessante Erscheinung zu erwähnen ist, daß eine Bestimmung des primären Eingangswiderstandes bei sekundär offener Wicklung nur gelingt, wenn ein Ende der Sekundärwicklung auf Erdpotential oder sonst ein definiertes Potential — z. B. durch Verbindung mit einer Primärklemme — gebracht wird.

Der weitere Teil der Arbeit befaßt sich mit der Analyse des Gittertransformators, d. h. mit der experimentellen Bestimmung seiner frequenzunabhängigen Bestimmungsstücke, wie Kupfer- und Eisenverluste (R_1, R_2 δ, ϑ) Induktivität

[9]) Zeitschr. f. techn. Phys. 6, 604, 1925.

[10]) Jahrbuch 23, 8, 1924.

[1]) Rogowski, Arch. f. El. 7, S. 17 und 240 ff., 1918.



(L_1, L_2) Effektivkapazität (K_2), Streukoeffizient (σ) und Windungsverhältnis (u).

Die Bestimmung dieser Größen geschieht in bestimmter Reihenfolge ebenfalls in der Brücke durch Widerstandsmessungen bei mehreren Frequenzen und zum Teil graphischen Auswertungen. Auf diese Weise ist es möglich, nicht nur einen vollkommen unbekannten Transformator genau kennen zu lernen, sondern auch an gewissen charakteristischen Kennzeichen Fehler, wie z. B. die anders schwer auffindbaren inneren Kurzschlüsse, festzustellen.

Die Reihenfolge der Messungen ist folgende, wobei die sich ergebenden Bestimmungsstücke an den Rand gesetzt sind:

1. Messung der Kupferwiderstände mit Gleichstrom primär und sekundär. (Die Widerstandserhöhung bei Wechselstrom ist bei den dünnen Drähten zu vernachlässigen.) . . . . R_1, R_2
2. Der „Streuresonanzversuch" bei einigen Frequenzen; darunter wird die Herstellung der Resonanz 2. Art mittels eines an der Sekundärwicklung liegenden verlustfreien Präzisionskondensators verstanden. In der Brücke liegt nur die Primärwicklung . . . . } u
3. Der primäre Kurzschlußversuch bei einigen Frequenzen . . . . } u
4. Der Leerlaufsversuch bei einigen Frequenzen und konstanter Stromstärke. Schaltung wie bei 2., aber Einstellung von Resonanz 1. Art.
   a) Bestimmung von K_2 und L_2 (Rietzsches Verfahren) . . . . K_2, L_2
   b) Berechnung des Streukoeffizienten aus L_2 und dem aus 2. graphisch zu bestimmenden Wert $2\,\sigma\,L_2$ . . . . σ
   c) Berechnung von ϱ für mehrere Frequenzen aus dem Eingangswiderstand bei 1. Resonanz und graphische Trennung in Hysterese- und Wirbelstromverlustfaktor δ, ϑ
5. Untersuchungen der Stromabhängigkeit von L_2, δ und ϑ.

Da besonders bei 4. die Stromstärke bei allen Frequenzen konstant zu halten ist, war eine genügend frequenzunabhängige Strommeßanordnung von großer Empfindlichkeit nötig. Es wurde ein geshunteter Detektor mit Spiegelgalvanometer benützt; die gemessenen Ströme hatten eine Größenordnung von 10^{-6} bis 10^{-5} Amp.

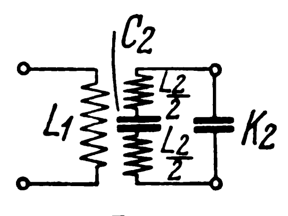


Fig. 1.

Ein Abschnitt behandelt fehlerhafte Transformatoren. Bei dieser Gelegenheit werden Messungen an einem im Innern der Sek.-Wicklung unterbrochenen Transformator gezeigt, die insofern interessant sind, als sie zeigen, daß sich ein solcher Transformator wie ein System nach Fig. 1 verhält. C_2 ist eine zu den bereits vorhandenen Werten des nicht unterbrochenen Transformators neu hinzutretende, ziemlich große Kapazität (hier 575 cm).

Ein Analysenbeispiel und Versuche, die Spulenkapazität herabzusetzen, beschließen die Arbeit; der kleinste — durch Unterteilung erzielte — Kapazitätswert betrug 30 cm.

L. Müller.

Ludwig Müller-Brünn: Über die Kompensation der Anodenrückwirkung. (Archiv für Elektrotechnik Bd. **16**, S. 251—260, 1926, Heft 3.)

Bei Doppelgitterröhren in Raumladungsnetzschaltung besteht, wenn nur 2 der kalten Elektroden positives Potential besitzen, eine zwangläufige Beziehung zwischen dem Anodenstrom J_a und dem Raumladungsnetzstrom J_r (Gleichströme), dergestalt, daß

$$dJ_a = -\,dJ_r \tag{1}$$

Voraussetzung dafür ist, daß die Röhre im Sättigungszustand arbeitet, d. h. daß alle aus dem Glühfaden austretenden Elektronen an die beiden positiven Elektroden gelangen.

Diese Tatsache wird benützt, um die bei Röhrenverstärkern meist sehr störende Anodenrückwirkung zu beseitigen, die bei entsprechend großem Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_a$ infolge der Gitter-Anodenkapazität C_{ga} auftritt.

Durch ein die Röhre nicht übersteuerndes Gitter-Wechselpotential werden nach Gleichung (1) im Anoden- und Raumladungsnetzkreis Wechselströme von gleicher Größe und Frequenz, aber entgegengesetzter Phase, erzeugt; legt man also sowohl in den Anodenkreis als auch in den Raumladungsnetzkreis äußere Widerstände $\mathfrak{R}_a$ bzw. $\mathfrak{R}_r$, so werden die an diesen entstehenden Spannungen bei entsprechender Dimensionierung so auf den Steuergitterkreis wirken, daß sich ihre Wirkungen aufheben.

Mit Hilfe der von Schottky[1]) gegebenen Begriffe bei Doppelgitterröhren werden nunmehr die genauen Bedingungsgleichungen für die Kompensation entwickelt. Es bezeichnen: C_{gk} die Kapazität zwischen Gitter und Kathode, C_{ga} jene zwischen Gitter und Anode und C_{gr} die zwischen Gitter und Raumladungsnetz. Für die Wechselströme im Anoden- und Raumladungsnetzkreis ergeben sich die Ausdrücke

$$\left.\begin{aligned} i_a &= \frac{1}{D_{ag}(R_i + \mathfrak{R}_a) - D'_{rg}\,\mathfrak{R}_r}\, e_g \\ i_r &= \frac{1}{D'_{rg}\,\mathfrak{R}_r - D_{ag}(R_i + \mathfrak{R}_a)}\, e_g \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

wo D_{ag} und $D'_{rg} = \dfrac{D_{rg}}{1 + D_{gr}}$ die Durchgriffswerte der den Indices entsprechenden Elektroden sind. Mit Hilfe dieser Ausdrücke ergibt sich schließlich für die als das Verhältnis der Ladung zur Gitterspannung ausdrückbare scheinbare Kapazität zwischen Gitter und Kathode der Ausdruck:

$$C_{sch} = C_{gk} + C_{ga} + C_{gr} + \\ + \frac{C_{ga}\,\mathfrak{R}_a}{D_{ag}(R_i + \mathfrak{R}_a) - D'_{rg}\,\mathfrak{R}_r} - \frac{C_{gr}\,\mathfrak{R}_r}{D_{ag}(\mathfrak{R}_i + \mathfrak{R}_a) - D'_{rg}\,\mathfrak{R}_r} \tag{3}$$

wozu noch die Effektivkapazität K_2 der zwischen Gitter und Kathode liegenden Schaltungsteile (Schwingungskreis, Spule, Transformator) hinzutritt. Das vorletzte Glied stellt die Anodenrückwirkung, das letzte die Raumladungsnetzrückwirkung dar. Eine Kompensation tritt für den Fall

$$C_{ga}\,\mathfrak{R}_a = C_{gr}\,\mathfrak{R}_r \tag{4}$$

ein, so daß dann nur die statischen Kapazitäten wirksam werden. Gleichung (4) zerfällt vermöge der komplexen Natur der Widerstände allgemein in eine Größen- und in eine Phasenbedingung. Wie man aus Gleichung (3) abliest, können prinzipiell auch die statischen Kapazitäten verkleinert werden, ein Betriebszustand, der als „Überkompensation" bezeichnet wird. Diese Möglichkeit ist auch experimentell nachgewiesen worden, indem sogar die effektive Transformatorkapazität K_2 verkleinert wurde.

[1]) W. Schottky, Arch. f. El. 8, S. 1—31, S. 299—328, 1919.

Eine praktische Ausführung der Kompensation dürfte die Teilung der Primärwicklung der Zwischentransformatoren sein.

Im experimentellen Teil werden diese Erscheinungen bei Tonfrequenz überprüft und die wirksamen Kapazitäten nach einer früher entwickelten[2]) Methode gemessen. Es zeigte sich, daß die Rückwirkungen im allgemeinen zahlenmäßig hinter den zu erwartenden Werten zurückblieben, eine Erscheinung, die etwa gleichzeitig auch von anderen beobachtet wurde [3]). L. Müller.

R. L. Smith-Rose. Der Einfluß der Wellendämpfung auf die drahtlose Peilung. (The effect of wave damping in radio direction-finding.) Journ. Inst. Electr. Eng. **63**, 923—931, 1925.

Der Verfasser bringt eine Zusammenstellung der Abweichungen, die sich beim Anpeilen der Sendestationen von Clifden und Karlsborg u. a. von Aberdeen, Bristol, Newcastle, Teddington usw. ergaben. Die Sendestationen arbeiteten zum Teil auf derselben Länge mit gedämpften und ungedämpften Wellen. Er zeigt, daß nach den systematischen Beobachtungen für den Wellenbereich von 750—6000 m die unter der Bezeichnung „night-effect" bekannten Abweichungen für gedämpfte und ungedämpfte Wellen gleich groß sind. Wenn der Weg der Wellen nur über See führt, unbeeinflußt von Land und Küstenlinien, ist für die meisten Navigationszwecke die Peilung auf Entfernung bis zu 80 bis 100 Meilen mit gedämpften Wellen genau genug, bei Verwendung ungedämpfter Wellen muß die gleiche Zuverlässigkeit in der Peilung gefolgert werden. Vergleichende Versuche des United States Lighthouse Service über Entfernungen bis zu 132 Meilen ergaben bei Tag und bei Nacht für Funkensender und ungedämpfte Sender gleiche Genauigkeiten. A. Scheibe.

[2]) Ludwig Müller, Archiv f. El. **16**, S. 219 ff., 1926.

[3]) Hans Riegger und Ferd. Trendelenburg, Zeitschrift f. techn. Physik **5**, S. 499, 1924.

Patentschau.

Von **Kurt Deumig.**

Schwingungserzeugung.

Schwingungserzeugung für Meß- und Überlagerungszwecke.

D.R.P. 423 697. Verfahren und Anordnung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen, insbesondere für Meß- und Überlagerungszwecke. L. v. Kramolin in München. Patentiert im Deutschen Reiche vom 30. Januar 1923 ab. Ausgegeben am 8. Januar 1926.

Diese Erfindung behandelt eine Anordnung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen, insbesondere für Meßzwecke und zur Erzeugung einer Überlagerungsschwingung beim Heterodynempfang, wobei zur Schwingungserzeugung eine mit verdünnten Gasen gefüllte Entladungsröhre benutzt wird. Eine beispielsweise Ausführungsform des Erfindungsgedankens zeigt Fig. 1. Der Vorgang vollzieht sich in der

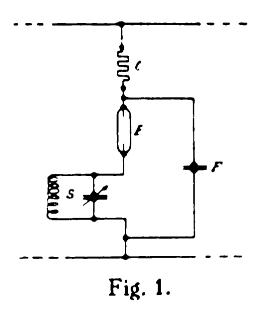


Fig. 1.

Art, daß durch den Widerstand C der Kondensator F so lange aufgeladen wird, bis dessen Spannung den Wert der Schwellenspannung des Entladungsrohres E erreicht. In diesem Moment entlädt er sich durch E, worauf eine neue Ladung durch den hochohmigen Widerstand C erfolgen kann. In rascher Aufeinanderfolge, die von den Konstanten von C, F und E abhängt, wiederholt sich dieses Spiel. Durch diese Stromimpulse, deren Häufigkeit, wie vorstehend skizziert, nach Belieben verändert werden kann, wird der Schwingungskreis S in Eichhornscher Schaltung angestoßen. An Stelle eines hochohmigen Widerstandes kann auch eine Selbstinduktion oder eine Verbindung von Selbstinduktionen und Widerständen Verwendung finden.

Schwingungserzeugung mittels Funkenstrecken.

D.R.P. 426 873. Vorrichtung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen mittels Funkenstrecken. Firma Office National des Recherches Scientifiques et Industrielles et des Inventions in Paris. Patentiert im Deutschen Reiche vom 15. Juli 1923 ab. Ausgegeben am 23. März 1926. Priorität: Frankreich vom 23. 12. 22.

Die Erfindung kennzeichnet sich dadurch, daß eine oder mehrere Scheiben sich zwischen den zweckmäßig einstellbaren Elektroden in einem hermetisch geschlossenen, ein gasförmiges Dielektrikum enthaltenden Behälter derart drehen, daß durch das mitbewegte Dielektrikum eine Blas- und Kühlwirkung eintritt. Die Blaswirkung kann auch dadurch verbessert werden, daß die sich drehenden Scheiben mit Flügeln zur Mitnahme des Dielektrikums versehen sind. Gegenüber den bekannten Einrichtungen, die einen Strom eines gasförmigen Dielektrikums zum Blasen verwenden, weist die Einrichtung gemäß vorliegender Erfindung den wesentlichen Vorteil auf, daß Rohrleitungen und Kompressoren mit ihren Undichtigkeiten und Reibungsverlusten vermieden werden. Ferner können bei der Einrichtung gemäß vorliegender Erfindung die Elektroden feststehend sein, während sie bei den bekannten Einrichtungen zur Erreichung einer guten Wirkung rotieren müssen.

Erzeugung kurzer elektrischer Wellen.

D.R.P. 420 246. Einrichtung zur Erzeugung kurzer ungedämpfter elektrischer Wellen mittels Glühkathodenröhre. Dr. Adolf Scheibe in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 13. Mai 1923 ab. Ausgegeben am 20. Oktober 1925.

Der Gedanke dieser Erfindung ist der, durch Anbringung eines äußeren auf die Elektronenschwingungen abge-



stimmten Schwingungskreises verstärkend und aussiebend auf die Schwingungen einzuwirken. Es zeigt sich dabei, daß als Schwingungskreis fast nur ein Lechersches Drahtsystem in Frage kommt. Dabei treten jedoch erhebliche Schwierigkeiten auf. Wenn man nämlich an die Röhre einen Schwingungskreis anschaltet, so ist, wie die Versuche zeigen, im allgemeinen eine Beeinflussung der Schwingungen nicht möglich. Die Ursache liegt darin, daß die Elektroden und Zuleitungen im Innern der Röhre bereits eine so große Kapazität und Selbstinduktion haben, daß sie bei den in Frage kommenden kurzen Wellen bereits als Schwingungskreis wirken, wodurch es schwierig ist, einen äußeren Schwingungskreis so an die Röhre anzuschließen, daß die Wirkung des inneren Schwingungskreises dadurch merklich beeinflußt wird. Ein Mittel, diese Schwierigkeiten zu vermeiden, ist das, daß man die Zuleitung im Innern der Röhre selbst als Teil des Lecherschen Drahtsystems ausbildet. Dazu ist es wesentlich, daß diese Zuleitungen die geradlinige Fortsetzung des Drahtsystems bilden; denn sobald sich in den Leitungen Knicke vorfinden, erhält man an diesen Reflexionen, die die Ausbildung einer einheitlichen Schwingung

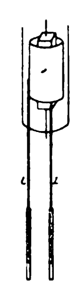


Fig. 2.

verhindern. Die Abstimmung des Lecherschen Drahtsystems auf die Elektronenschwingungen kann dann in an sich bekannter Weise durch Verlängerung erfolgen. In dem Ausführungsbeispiel gemäß Fig. 2 ist ein offenes Lechersches Drahtsystem verwendet; die Abstimmung erfolgt dadurch, daß die beiden Drähte L posaunenartig ausziehbar sind.

D.R.P. 420 247. **Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen.** Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 26. Juli 1924 ab. Ausgegeben am 17. Oktober 1925.

Die Erfindung bezieht sich auf eine Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen, bei der eine Kathodenstrahlröhre mit einem Schwingungskreis in ähnlicher Weise zusammenwirkt wie ein Unterbrecher in der bekannten Stoßerregungsschaltung, bei welcher ein Schwingungskreis zu seiner Eigenschwingung durch Ladeimpuls aus einer Hochspannungsquelle erregt wird. Die Schaltung ist derjenigen eines fremderregten Röhrensenders ähnlich, bei dem die Röhre zwischen der Ladequelle und dem Schwingungskreis liegt und gitterseitig durch eine Hochfrequenz gesteuert wird. Während aber bei dem fremderregten Röhrensender der Anodenschwingungskreis der erregten Röhre stets eine Eigenfrequenz hat, welche gleich der Frequenz der Steuerröhre ist, wird bei der vorliegenden Erfindung der Röhrenunterbrecher in einer Frequenz erregt, die nur ein ganzzahliger Bruchteil der Eigenfrequenz des Schwingungskreises ist. Man erzielt auf diese Weise durch die Anordnung eine Frequenzerhöhung zur Erzeugung besonders kurzer Wellen. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 3. a ist der Schwingungskreis, der von den Klemmen b aus gespeist wird. In der Leitung zum Schwingungskreis liegt die Röhre e, die ihrerseits am Gitter durch die Leitungen d aus einer geeigneten Hochfrequenzquelle gesteuert wird. Hierzu kann ein besonderer Kathodenröhrensender dienen.

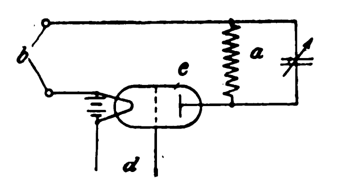


Fig. 3.

D.R.P. 420 248. **Einrichtung zur Erzeugung sehr kurzer elektrischer Wellen.** Telefunken Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H. in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 26. Juli 1924 ab. Ausgegeben am 24. Oktober 1925.

Es ist bekannt, einen Schwingungskreis dadurch zu erregen, daß man die aus einer Gleichstromhochspannungsquelle zugeführte Ladung durch einen schnellaufenden Unterbrecher steuert. Dieses Verfahren versagt natürlich, wenn es sich um sehr hohe Schwingungszahlen handelt. Gemäß der Erfindung wird eine Eisen enthaltende Spule als Unterbrecher für den Speisestrom benutzt, wodurch man zu sehr hohen Unterbrechungszahlen gelangt. Diese Eisen enthaltende Spule oder Drossel wird durch einen Hilfskreis im Takte der Eigenschwingung des Arbeitskreises oder in einem ganzzahligen Bruchteil dieses Taktes gesteuert.

D.R.P. 422 274. **Einrichtung zur Erzeugung kurzer elektrischer Wellen mittels Funkenentladungen.** Dr. Erich Zepler und Dr. Wolfgang Schwarz in Häusern bei St.-Blasien, Schwarzwald. Patentiert im Deutschen Reiche vom 15. Januar 1925 ab. Ausgegeben am 30. November 1925.

Ein grundlegender Unterschied gegenüber den bekannten Anordnungen besteht bei der Erfindung darin, daß der Schwingungskreis parallel zur Funkenstrecke liegt, mithin die Hochfrequenz die Funkenstrecke passieren muß, womit gleichzeitig eine wesentliche Dämpfung verbunden ist. Weiterhin ist dadurch, daß die gesamte Hochfrequenzstromstärke die Funkenstrecke passiert, eine erhebliche Hysterese derselben bedingt. Ein Schaltungsbeispiel zeigt Fig. 4. F ist eine in Wasserstoff oder Alkohol brennende Funkenstrecke, R ein variabler abstimmbarer Vorschaltwiderstand,

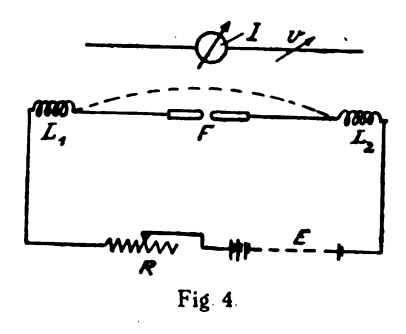


Fig. 4.

E eine Spannungsquelle, L_1 und L_2 Selbstinduktionen. Bei einer derartigen Anordnung bilden sich zwischen den beiden Selbstinduktionen sehr kurze Schwingungen aus, die in ihrer Länge bestimmt sind durch die Daten des Verbindungsdrahtes zwischen ihnen. Die Stromverteilung ist nicht quasistationär, die Funkenstrecke kann also in einen Stromknoten verlegt werden. Dadurch ist erreicht, daß die Stromstärke, welche die Funkenstrecke passiert, im wesentlichen

nur mehr durch den Gleichstrom bedingt ist, wodurch die Strombelastung der Funkenstrecke und damit ihre Hysterese wesentlich verringert wird. Der abstimmbare Antennenkreis ist mit dem Oszillator bzw. Sender gekoppelt. Im Strombauch der Antenne ist der Strommesser *I* eingeschaltet. Die Abstimmung *V* erfolgt durch die Variation eines der zu seiten des Strommessers liegenden Leiterstücke.

D. R. P. 427 596. Röhrensender, insbesondere für kurze Wellen. Georges Lakhovsky in Paris. Patentiert im Deutschen Reiche vom 27. Mai 1925 ab. Ausgegeben am 13. April 1926.

Es ergeben sich bei den üblichen Stromkreisen und Schaltungen bei der Herstellung sehr kurzer Wellen durch das Audion Schwierigkeiten durch die schädlichen Kapazitäten in den Lampen, ihren Sockeln, durch die Knebel usw. Gemäß der Erfindung fallen alle Verbindungen fort, und die Schwingungsstromkreise werden direkt mit den Elektroden der Röhre verbunden. Dies wird dadurch ermöglicht, daß die Schwingungskreise in der Röhre selbst untergebracht werden. Für die sehr kurzen Wellen genügt eine Windung oder weniger als Selbstinduktion, so daß alle Teile in der Röhre selbst untergebracht werden können. Nach außen führen dann lediglich die Zuführungsdrähte zum Heizdraht und Anodenstromkreis. Die so erzeugten Schwingungen sind vollkommen rein und können durch Induktion nach außen übertragen werden. In Fig. 5 ist eine symmetrische Schaltung ähnlich der Doppelröhrenschaltung (Tandemschaltung) für die Erzeugung kurzer Wellen dargestellt. Alle Teile sind in der in strichpunktierten Linien dargestellten Röhre untergebracht; nach außen führen nur die Heiz- und Anodenspannungsspeisedrähte. In punktierten Linien ist im Nebenschluß zur Selbstinduktion ein Kondensator dargestellt worden, der gegebenenfalls Verwendung finden kann. Die Elektroden sind direkt mit dem Schwingungsstromkreis verbunden, wodurch jede Ursache schlechter Leistung beseitigt wird.

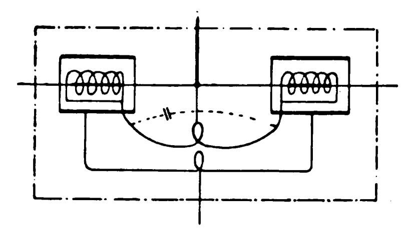


Fig. 5.

D.R.P. 427 863. Einrichtung zur Erzeugung kurzer elektrischer Wellen. Dr. Erich Zepler und Dr. Wolfgang Schwarz in Häusern bei St. Blasien, Schwarzwald. Patentiert im Deutschen Reiche vom 27. März 1925 ab. Ausgegeben am 16. April 1926. Zus. z. Patent 422 274.

Gegenstand der Zusatzerfindung ist, die Einrichtung gemäß des Hauptpatents durch Verwendung von Entladungsgefäßen wesentlich zu erweitern und zu verbessern. Zur Begrenzung des Leiterstückes, auf dem sich die kurzen stehenden Wellen ausbilden, werden gemäß der Erfindung Entladungsgefäße verwandt, wie die Fig. 6 zeigt. Dort wo ein Entladungsgefäß als Begrenzer angewandt wird, können Widerstand und Selbstinduktion in Fortfall kommen oder besonders günstig dimensioniert werden. Die Erfindung sieht auch an Stelle der Funkenstrecke Entladungsgefäße vor, sofern sie eine fallende Charakteristik zeigen, das heißt: bei wachsender Anodenspannung die Stromstärke im Entladungsgefäß fällt und umgekehrt.

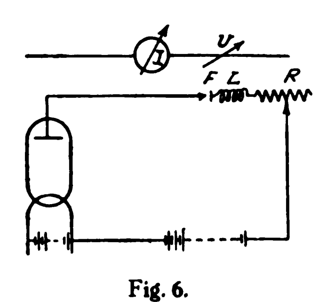


Fig. 6.

Schwingungsempfang.

Störbefreiung.

D. R. P. 427 342. Verfahren zur Erzielung einer Tonselektion, insbesondere für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie. Manfred von Ardenne in Berlin. Patentiert im Deutschen Reiche vom 14. Oktober 1923 ab. Ausgegeben am 1. April 1926.

Erfindungsgemäß wird zur Erzielung einer Störbefreiung von einer neuartigen Tonselektion Gebrauch gemacht, welche die zu empfangenden Zeichen akustisch scharf von den Störern abhebt und kenntlich macht. Fig. 7 zeigt eine Anordnung nach der Erfindung. Die Empfangsenergie wird bei *A* einem Niederfrequenzverstärker zugeführt und die Zeichen am Telephon *B* abgehört. Bei *A* und *B* sind gleichzeitig zwei Telephone *D* und *E* angeschlossen, die miteinander evtl. in einer besonderen Resonanzkammer *F* luftgekoppelt sind. Durch geeignete Bemessung des Verstärkers *V*, des Resonanzkörpers *F* oder der Telephone oder durch entsprechende gleichzeitige Bemessung mehrerer dieser Faktoren wird eine solche Abstimmung herbeigeführt, daß durch die Telephone *D* und *E* gerade der Ton zurückgekoppelt wird, auf welchem die gewünschten Signale erscheinen. Die Kopplung selbst wird so eingestellt, daß die Anlage gerade vor dem Selbstschwingen steht. Die in den Verstärker eintretenden Energien werden normalerweise in einander fast gleicher Lautstärke im Telephon *B* gehört. Störer vermögen infolgedessen die gewünschten Zeichen zu verzerren. Durch die Anschaltung der Telephone *D* und *E* wird nun der Ton dieser Signale, und zwar, wie Versuche gezeigt haben, nur dieser, wieder zur Eingangsseite *A* des Verstärkers zurückgebracht, so daß das Zeichen im Telephon *B* die Störer stark überwiegt. Wenn man dafür sorgt, daß die Tonselektion variiert werden kann, läßt sich eine Störungsfreiheit selbst gegen starke Störer erzielen.

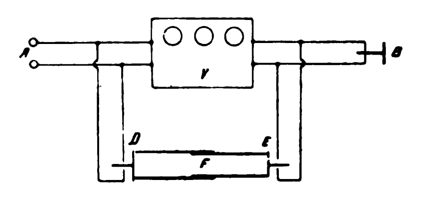


Fig. 7.

D.R.P. 427 598. Einrichtung zur Beseitigung von Störungen bei drahtloser Nachrichtenübermittlung. Radio Corporation of America in New

York. Patentiert im Deutschen Reiche vom 16. November 1923 ab. Ausgegeben am 13. April 1926.

Die Einrichtung kennzeichnet sich dadurch, daß an der Empfangsstelle zwei Antennen angeordnet sind, von denen die eine nur auf elektrische Felder und die andere nur auf magnetische Felder anspricht, und daß diese beiden Antennen auf eine gemeinsame Schaltungsanordnung einwirken, die so beschaffen ist, daß die Wirkungen des in ihr durch das elektrische Feld der Störungen hervorgerufenen magnetischen Feldes aufgehoben wird durch die Wirkung eines magnetischen Feldes, das durch das magnetische Feld der Störungen hervorgerufen wird. Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 8. Die elektrischen Felder der Signale und Störungen erzeugen Ströme in der Antenne 1, die durch die Spule 6 fließen. Diese Ströme erzeugen in dieser Spule magnetische Felder. Das magnetische Feld der Spule, das von dem Signal herrührt, ist um 90° außer Phase mit dem elektrischen Feld der Signalwelle; ebenso ist das magnetische Feld, das von der Störung herrührt, gleichfalls um 90° gegen das entsprechende elektrische Feld versetzt. In der Antenne 2 verursachen die magnetischen Felder von Signalen und Störungen gleichfalls das Fließen von Strömen durch die Spule 6, und es werden gleichfalls durch diese Ströme in dieser Spule magnetische Felder erzeugt. Das magnetische Feld der Spule, das von dem magnetischen Feld des Signals herrührt, ist um 180° gegen das letzte Feld versetzt und daher um 90° gegen das magnetische Feld, das gleichzeitig durch das Signal in der Spule 6 der Antenne 1 erzeugt wird. Das magnetische Feld der Spule 6 der Antenne 2, das durch Ströme des magnetischen Störfeldes hervorgerufen wird, ist gleichfalls um 180° gegen das letztere versetzt, da aber dieses um 90° gegen das elektrische Feld der Störungen verschoben ist, so ist das magnetische Feld der Spule 6 der Antenne 2 um 270° gegenüber dem elektrischen Störfeld, das gleichzeitig auf die Antenne 1 einwirkt, mithin um 180° gegenüber dem magnetischen Feld verschoben, das vom elektrischen Störfeld in der Spule 6 der Antenne 1 hervorgerufen wird. Diese Störfelder gleichen sich dann im Kreise 7, 8, 7 aus und lassen nur Signalströme übrig. Mit anderen Worten: Gemäß der Erfindung werden

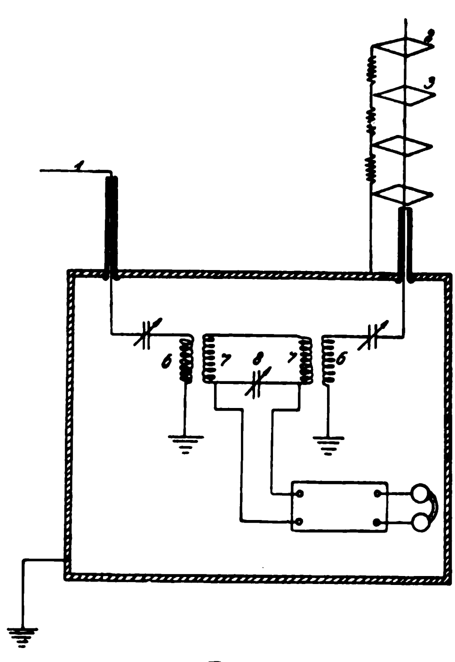


Fig. 8.

in der Antenne 2 Ströme erzeugt durch das magnetische Feld der Störungen als Folge der Veränderung des elektrischen Feldes und dann dieses selbe magnetische Feld als ein Feld in der Spule 6 der Antenne 1 reproduziert, herrührend von dem Maß der Änderung, des elektrischen Feldes, das die Antenne 1 beeinflußt.

Mitteilungen an die Schriftleitung.

Bemerkungen zu der Arbeit von J. Pusch Praktische Berechnungsmethoden von Antennenkapazitäten.

Von G. W. O. Howe.

In der Zeitschrift für Hochfrequenztechnik, Band **27**, Seite 47, 1926, Heft 2, befindet sich ein interessanter Aufsatz von J. Pusch, betitelt: „Praktische Berechnungsmethoden von Antennenkapazitäten", in welchem der Verfasser auf einige meiner Arbeiten über die Berechnung von Antennenkapazitäten, sowie auf eine empirische Formel, die Austin im April 1920 veröffentlichte, Bezug nimmt. Ich weiß nicht, ob Herrn Pusch eine Arbeit bekannt war, betitelt „Die Kapazität von rechteckigen Platten und Vorschlag einer Formel für die Kapazität von Antennen" (The capacity of rectangular plates and a suggested formula for the capacity of aerials), die ich im November 1920 in „The Radio Review" veröffentlicht hatte. Wenn dies nicht der Fall ist, so glaube ich sicher, daß diese Arbeit von Interesse ist.

Unter der Annahme einer gleichmäßigen Ladungsverteilung entwickelte ich eine Formel für die Kapazität von rechteckigen Platten und Streifen, für die sich folgender guter Näherungsausdruck ergab:

$$C = 3{,}6\sqrt{a}\left(1 + 0{,}0375\,\frac{l}{b}\right) \times 10^{-5}\,\mu F$$

Die Näherung ist sehr gut für alle Werte von $\frac{l}{b}$ bis zum Betrage 14. In dieser Formel bedeutet a die Fläche in m^2, l die Länge und b die Breite. Wird nun das Rechteck horizontal in einer Höhe von $h\,m$ über dem Erdboden angebracht, so ergab sich folgende Beziehung:

$$C = \left\{3{,}6\sqrt{a} + 0{,}58\,\frac{a}{h}\left(1 + 0{,}0375\,\frac{l}{b}\right)\right\}\left(1 + 0{,}0375\,\frac{l}{b}\right) \times 10^{-5}\,\mu F$$

Es interessiert ein Vergleich dieser Formel mit der empirischen Formel, die Dr. Austin aus Messungen an einer Anzahl von flachen Antennen, die sich aus parallelen Drähte zusammensetzten, herleitete:

$$C = \left\{4\sqrt{a} + 0{,}885\,\frac{a}{h}\right\}\left(1 + 0{,}015\,\frac{l}{b}\right) \times 10^{-5}\,\mu F.$$

Obgleich zunächst die Konstanten dieser Formeln erheb-

liche Unterschiede zeigen, so stimmen doch die damit berechneten Werte so gut überein, daß ihre Abweichungen innerhalb der Grenzen der Meßgenauigkeit bleiben. Man muß sich dabei erinnern, daß alle störenden Einflüsse von Masten, Verspannungen, Zuleitungen usw. vernachlässigt wurden.

Als Beispiel für die gute Übereinstimmung zwischen der theoretischen Rechtecksformel und der empirischen Antennenformel gibt nachstehende Tabelle einige Werte an, die nach beiden Formeln für zwei verschiedene Beträge von l/b berechnet wurden:

$\frac{l}{b}$	Howe theoretisch	Austin empirisch
5	$4{,}27\sqrt{a} + 0{,}82\frac{a}{h}$	$4{,}3\sqrt{a} + 0{,}95\frac{a}{h}$
10	$4{,}95\sqrt{a} + 1{,}1\frac{a}{h}$	$4{,}6\sqrt{a} + 1{,}02\frac{a}{h}$

Unter diesen Umständen ist eine derartig gute Übereinstimmung wirklich bemerkenswert.

Glasgow, 26. Mai 1926.

(Eingegangen am 29. Mai 1926.)

Bemerkung zu der Arbeit von H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck „Experimentelle Untersuchungen über magnetische Frequenzwandler".

Von W. Dornig.

In der Arbeit „Experimentelle Untersuchungen über magnetische Frequenzwandler" von H. Plendl, F. Sammer und J. Zenneck in diesem Jahrbuch, Band **27**, Heft **4**, sind Seite 104 rechts unten in Fußnote 13a Patente angezogen.

Ich empfehle nun dazu das Studium z. B. meines D.R.P. 426 874 (1924) und überlasse den Herren Fachgenossen und den maßgebenden Instanzen das Urteil.

(Eingegangen am 8. Juni 1926.)

Bemerkungen zu der Arbeit von W. Kunze und S. Loewe „Drehkondensator".

Von J. Bethenod[1]).

Im Heft 4 des Bandes **27** dieser Zeitschrift, Seite 119, befindet sich ein interessanter Artikel von Hrn. W. Kunze und S. Loewe über den Drehkondensator.

Bei dieser Gelegenheit erlaube ich mir darauf aufmerksam zu machen, daß der Drehkondensator, der durch die Amerikaner „square law condenser" genannt wurde, in dem belgischen Patent Nr. 222 216 vom 12. Januar 1910, das gemäß meinen Angaben angemeldet war, beschrieben worden ist.

Ähnliche Anordnungen sind 1912 durch Herrn Tissot und 1914 durch Herrn Duddel vorgeschlagen worden. Andererseits veröffentlichte Herr Oberingenieur Chireix, Leiter des Untersuchungslaboratoriums der Société Française Radio-Electrique, einen vollständigen Artikel über diesen Drehkondensator in der Zeitschrift „La Lumière Electrique" vom 23. Oktober 1915, Seite 73.

Insbesondere ist die Formel (20) des obengenannten Artikels von Herrn W. Kunze und S. Loewe durch Herrn Chireix in dem letztgenannten Artikel schon abgeleitet worden.

Die von Herrn Chireix gefundene Formel, welche gleichfalls die Anfangskapazität berücksichtigt, unterscheidet sich etwas der Form nach; man merkt aber sofort, daß sie gleichgeltend ist (siehe S. 76, Formel 8).

(Eingegangen am 2. Juni 1926.)

[1]) Chefingenieur der Compagnie Générale de Télégraphie Sans Fil, Paris.

Berichtigung.

Bei dem Referat über die Arbeit von H. Maurer und F. Fischer: „Die vom Schiff hervorgerufene Funkfehlweisung und ihre Kompensation", dieses Jahrbuch **27**, S. 125—127, 1926, Heft 4, wurde der Buchstabe k in zweifacher Bedeutung verwendet. Um Verwechslungen zu vermeiden, setze man für die achtelkreisige Deviation S. 125, rechte Spalte, 9. Zeile von unten, und S. 126, rechte Spalte, 12. Zeile von unten, K statt k.

Band 28 Heft 1




Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

herausgegeben von

Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. **E. Mauz**

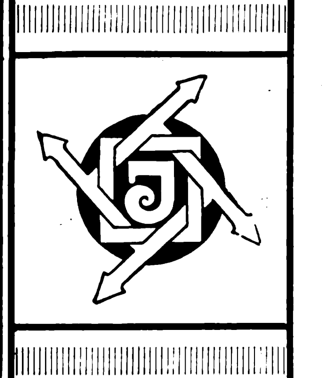


BERLIN W

Verlag von M. Krayn

1926.

Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —,15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.



GLIMMER (MICA)

PRÄZISIONSTEILE FÜR DRAHTLOSE TELEGRAPHIE

TURBONIT · ÖLSEIDE · ÖLSCHLÄUCHE JAROSDRÄHTE

Kupferdraht mit dicht aufsitzendem geöltem Gewebeüberzug versehen.

Jaroslaw's Erste Glimmerwarenfabrik in Berlin,
BERLIN SO. 36

Spezialmaschinen

für drahtlose Telegrafie zum Betrieb von

Sendestationen,

für **Laboratorien, Funkvereine** usw.

bereits in großen Mengen an Reichsbehörden geliefert.

Allgemeine Maschinenbau-Gesellschaft A.-G., Chemnitz, Schließfach.

Radio

„Aeriola“ - Empfangsgeräte

Einröhren	Mk. 27,—
Zweiröhren . . .	„ 44,—
Dreiröhren	„ 105,—

***Lautsprecher** etc.*

liefert an Händler mit 30 % Rabatt u. 10 % Kassaskonto

Rich. Müller, Metallwarenfabrik,
Geiselgasteig - München.

Zu kaufen gesucht:

Jahrbuch der Elektrotechnik

von Prof. Strecker.
Bd. I bis IX.

Elektrotechnische Zeitschrift

1891.

Gefl. Angebote befördert Verlag
M. Krayn, Berlin W 10.

Flüssige Luft!

◆

Wir haben regelmäßig

größere Mengen flüssiger Luft

abzugeben.

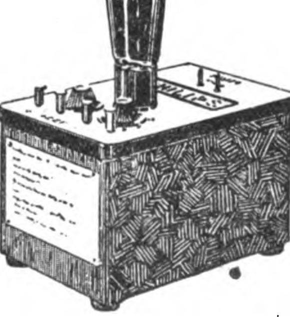
◆

Anfragen zu richten an

Gesellschaft für Markt- u. Kühlhallen
Werk II
Berlin NW. 40, Scharnhorststraße 29.
Fernsprecher: Norden 11017.

Philips

Anodenspannungs-Apparat



D. R. P. 405959

Die endgültige Lösung der Anodenspannungsfrage

Erhältlich
bei der guten Radio - Händlerschaft,
wenn nicht, Anfragen an

PHILIPS RADIO
EINDHOVEN (HOLLAND)

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. **A. Esau** (Jena), Prof. Dr. **H. Faßbender** (Berlin), Dr. **L. de Forest** (New-York), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Berlin), Dr. Dr. ing. e. h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Dr. **E. Nesper** (Berlin), Dr. **B. van der Pol jr.** (Eindhoven), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **W. Schottky** (Rostock), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. **M. Wien** (Jena), Prof. Dr. **H. Wigge** (Cöthen-Anh.),

herausgegeben von

Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. **E. Mauz**

Achtundzwanzigster Band

Mit 397 Figuren im Text und auf 11 Tafeln



BERLIN W

Verlag von M. Krayn

1926.

Inhaltsverzeichnis.

A. Originalarbeiten.

B. Zusammenfassende Berichte.

C. Referate.

D. Patentschau.

E. Bücher.

F. Persönliches.

G. Mitteilungen.

Sachregister.

Druck von Gebr. Unger, Berlin SW., Bernburger Straße 30.

Band 28 **Heft 1**

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftl. Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikal. Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647

Richtcharakteristiken von Antennenkombinationen.

Von **A. Esau.**

(Fortsetzung.)*)

III. Kombination einer ungerichteten und einer gerichteten Antenne.

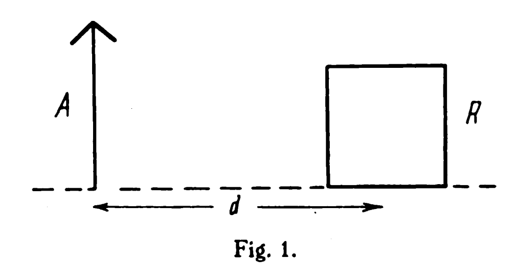


Fig. 1.

$$f = a\cos\beta\cos\gamma; \qquad g = a(\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma).$$

Kombiniert man eine ungerichtete und eine gerichtete Antenne ohne zusätzliche Kunstphase, deren Charakteristiken durch die obigen Gleichungen f und g dargestellt sein sollen, so erhält man aus der allgemeinen Gleichung für die Kombination den Ausdruck

$$r = \sqrt{\begin{array}{c}\left\{\cos\gamma(\cos\beta - \cos\alpha) - \sin\gamma\sin\alpha\sin\beta\right\}^2 \\ + 4\cos\gamma\cos\beta(\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma)\cos^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right)\end{array}}$$

Bei der in der Praxis verwendeten Anordnung befinden sich beide Antennen an dem gleichen Ort, d. h. $d = 0$.

Für diesen Fall ergibt sich als Gleichung der Charakteristik

$$r = a\left\{\cos\gamma(\cos\alpha + \cos\beta) + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma\right\}$$

*) 1. Teil: ds. Jahrbuch 27, S. 142, 1926.

1. $\gamma = 0$; $\beta = 0$; $\alpha \gtrless 0$.

(In der Horizontalebene einfallende, normal polarisierte Welle.)

Die Charakteristik wird dargestellt durch die bekannte Gleichung der Kardioide $r = a\,(1 + \cos\alpha)$.

2. $\gamma = 0$; $\alpha = 0$; $\beta \gtrless 0$.

(Normal polarisierte, gegen die Horizontalebene geneigt einfallende, im übrigen aber in der Rahmenantenne verlaufende Welle.)

Die Charakteristik wird hier

$$r = a\,(1 + \cos\beta) \text{ bzw. } r = a\,(-1 + \cos\beta) \text{ für } \alpha = 180^0$$

d. h. ebenfalls eine Kardioide.

3. $\gamma = 0$; $\alpha = 90^0$; $\beta \gtrless 0$.

(Die Welle fällt senkrecht zur Rahmenebene unter dem Neigungswinkel β ein.)

Als Gleichung der Charakteristik ergibt sich $r = a\cos\beta$.

Für senkrecht zur Rahmenebene einfallende, normal polarisierte Wellen besteht die Charakteristik aus zwei sich berührenden Kreisen; sie ist identisch mit der einer ungerichteten Antenne, da der Rahmen unter den gemachten Annahmen keinen Beitrag zur Empfangswirkung liefern kann.

4. $\gamma = 0$; $\alpha \gtrless 0$; $\beta \gtrless 0$.

(Normal polarisierte, unter beliebigen Winkeln α, β einfallende Welle.)

$$r = a\,(\cos\alpha + \cos\beta).$$

In der folgenden Tabelle finden sich eine Reihe von r-Werten eingetragen, die aus der Gleichung für verschiedene Neigungswinkel berechnet worden sind.

	$\beta = 0^0$	15^0	30^0	45^0	60^0	75^0	90^0
$\alpha = 0^0$	$r = 2{,}0\,a$	$r = 1{,}97\,a$	$r = 1{,}86\,a$	$r = 1{,}71\,a$	$r = 1{,}50\,a$	$r = 1{,}26\,a$	$r = 1{,}00\,a$
15^0	$1{,}97\,a$	$1{,}93\,a$	$1{,}83\,a$	$1{,}67\,a$	$1{,}47\,a$	$1{,}23\,a$	$0{,}97\,a$
30^0	$1{,}86\,a$	$1{,}83\,a$	$1{,}73\,a$	$1{,}57\,a$	$1{,}37\,a$	$1{,}12\,a$	$0{,}87\,a$
45^0	$1{,}71\,a$	$1{,}67\,a$	$1{,}57\,a$	$1{,}41\,a$	$1{,}21\,a$	$0{,}97\,a$	$0{,}71\,a$
60^0	$1{,}50\,a$	$1{,}47\,a$	$1{,}37\,a$	$1{,}21\,a$	$1{,}00\,a$	$0{,}76\,a$	$0{,}50\,a$
75^0	$1{,}26\,a$	$1{,}23\,a$	$1{,}13\,a$	$0{,}97\,a$	$0{,}76\,a$	$0{,}52\,a$	$0{,}26\,a$
90^0	$1{,}0\,a$	$0{,}97\,a$	$0{,}86\,a$	$0{,}71\,a$	$0{,}50\,a$	$0{,}26\,a$	$0{,}00\,a$
105^0	$0{,}74\,a$	$0{,}71\,a$	$0{,}61\,a$	$0{,}45\,a$	$0{,}24\,a$	$0{,}00\,a$	$-0{,}26\,a$
120^0	$0{,}50\,a$	$0{,}47\,a$	$0{,}37\,a$	$0{,}21\,a$	$0{,}00\,a$	$-0{,}24\,a$	$-0{,}50\,a$
135^0	$0{,}29\,a$	$0{,}26\,a$	$0{,}16\,a$	$0{,}0\,a$	$-0{,}21\,a$	$-0{,}45\,a$	$-0{,}71\,a$
150^0	$0{,}14\,a$	$0{,}10\,a$	$0{,}00\,a$	$-0{,}16\,a$	$-0{,}37\,a$	$-0{,}61\,a$	$-0{,}87\,a$
165^0	$0{,}03\,a$	$0{,}0\,a$	$-0{,}10\,a$	$-0{,}26\,a$	$-0{,}47\,a$	$-0{,}71\,a$	$-0{,}97\,a$
180^0	$0{,}0\,a$	$0{,}03\,a$	$-0{,}14\,a$	$-0{,}29\,a$	$-0{,}5\,a$	$-0{,}74\,a$	$-1{,}00\,a$

Solange der einfallende Strahl in der Horizontalebene verläuft, hat die Charakteristik die Form einer Kardioide, bei der für einen Einfallswinkel $\alpha = 180^0$ die Empfangswirkung absolut Null wird. Hat die Welle aber eine Neigung gegen diese Ebene ($\beta > 0$), so tritt eine Deformation der Kardioide ein, und zwar derart, daß nunmehr für $\alpha = 180^0$ eine Empfangswirkung auftritt, die um so größer wird, je stärker die Neigung ist. Das für $\beta = 0$ bei $\alpha = 180^0$ liegende Null verschiebt sich mit wachsendem β nach kleineren Winkelgraden hin (s. Tabelle). In bezug auf die für den Einfallswinkel $\alpha = 0$ sich ergebende Maximalamplitude von r bewirkt eine Zunahme der Neigung eine Abnahme. Die Charakteristik eines senkrecht zur Rahmenebene einfallenden Strahles besteht aus zwei sich berührenden Kreisen, in die die ursprüngliche Kardioide degeneriert ist (s. Fig. 2).

Die Lage des Nullwertes von r ergibt sich aus der Gleichung

$$r = a\left\{\cos\alpha + \cos\beta\right\}$$

zu

$$\cos\alpha = -\cos\beta \quad \text{oder} \quad \alpha = 180^0 - \beta.$$

6. $\frac{d}{\lambda} = 0;\ \gamma = 90^0;\ \beta = 0;\ \alpha \gtrless 0.$

(In der Horizontalebene einfallende Welle, deren Polarisationsebene um 90° gedreht ist.)

Setzt man in der allgemeinen Gleichung $\gamma = 90^0$ und $\beta = 0$, so geht sie über in die folgende: $r = 0$, d. h. eine in der Horizontalebene einfallende Welle, deren Polarisationsebene um 90° gedreht ist, übt keinerlei Empfangswirkung auf das System aus.

7. $\frac{d}{\lambda} = 0;\ \gamma = 90^0;\ \alpha = 0;\ \beta \gtrless 0.$

(In der Rahmenebene (Vertikalebene) einfallende Welle.)

Auch in diesem Falle erhält man keine Empfangswirkung

$$r = 0.$$

8. $\frac{d}{\lambda} = 0;\ \gamma = 90^0;\ \alpha \gtrless 0;\ \beta \gtrless 0.$

(Beliebig einfallende Welle, deren Polarisationsebene um 90° gedreht ist.)

$$r = +\,a \sin\alpha \sin\beta.$$

Die durch diese Gleichung dargestellte Charakteristik besteht aus zwei sich berührenden Kreisen mit Ausnahme der Fälle, für die entweder α oder β oder beide gleich Null sind. Die maximale Empfangswirkung für einen bestimmten Neigungswinkel β tritt ein, wenn $\alpha = 90^0$ wird, d. h. der einfallende Strahl $\perp$ zur Rahmenebene verläuft. Der Wert des Maximums nimmt zu mit größer werdender Neigung.

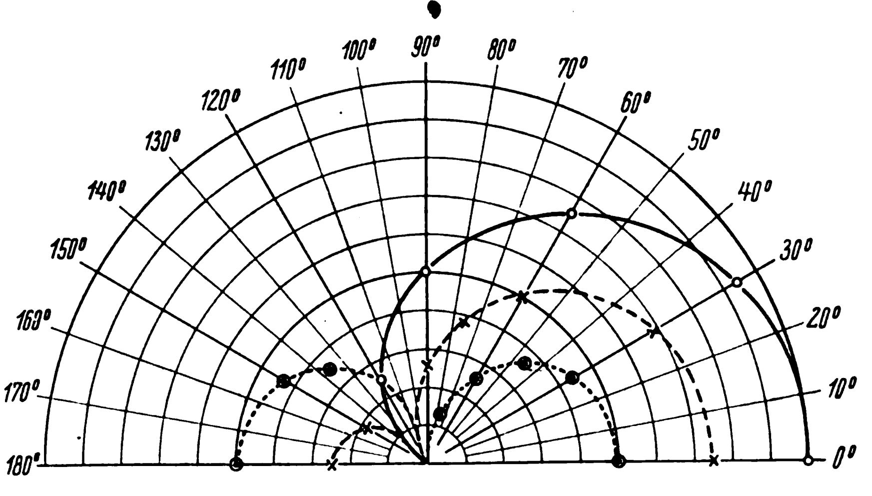


Fig. 2.

9. $\frac{d}{\lambda} = 0;\ \gamma$ beliebig; $\beta = 0;\ \alpha \gtrless 0.$

(Beliebig polarisierter, in der Horizontalebene verlaufender Strahl.)

Die Gleichung der Charakteristik hat die Form

$$r = a\left\{\cos\gamma\,(1 + \cos\alpha)\right\}$$

d. h. sie verläuft ganz ähnlich wie zuvor mit dem einzigen Unterschied, daß die für $\alpha = 0$ eintretende Maximalamplitude um so kleiner wird, je stärker die Polarisationsebene gedreht ist.

10. $\frac{d}{\lambda} = 0;\ \gamma$ beliebig; $\alpha = 0;\ \beta \gtrless 0.$

(Beliebig polarisierter, in der Rahmenebene verlaufender Strahl.)

Für diesen Fall erhält man als Gleichung der Charakteristik

$$r = a\left\{\cos\gamma\,(1 + \cos\beta)\right\}$$

Der Einfluß, den die Lage der Polarisationsebene auf den Verlauf der Charakteristik ausübt, ist der gleiche wie im Falle 9.

11. $\frac{d}{\lambda} = 0$; γ beliebig; α und $\beta \gtrless 0$.

(Mit beliebiger Polarisation und beliebigem Winkel ankommende Welle.)

Die Gleichung der Charakteristik ist gegeben durch den Ausdruck

$$r = a\left\{\cos\gamma\,(\cos\alpha + \cos\beta) + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma\right\}$$

Die folgende Tabelle enthält eine Reihe von r-Werten, die für $\beta = 30^0$ und 60^0, α von 0^0 bis 180^0 und $\gamma = 0^0$, 30^0 und 60^0 berechnet worden sind, um den Verlauf der Charakteristik zu bestimmen.

	$\beta = 30^0$			$\beta = 60^0$		
	$\gamma = 0^0$	30^0	60^0	$\gamma = 0^0$	30^0	60^0
$\alpha = 0^0$	1,86 a	1,62 a	0,93 a	1,50 a	1,30 a	0,75 a
30^0	1,73 a	1,63 a	1,08 a	1,37 a	1,40 a	1,06 a
45^0	1,57 a	1,53 a	1,09 a	1,21 a	1,34 a	1,13 a
60^0	1,37 a	1,40 a	1,06 a	1,00 a	1,24 a	1,15 a
90^0	0,87 a	1,00 a	0,87 a	0,50 a	0,87 a	1,00 a
120^0	0,37 a	0,53 a	0,56 a	**0,00 a**	0,33 a	0,65 a
135^0	0,16 a	0,22 a	0,38 a	− 0,21 a	0,13 a	0,43 a
150^0	**0,00 a**	0,13 a	0,22 a	− 0,37 a	− 0,10 a	0,19 a
165^0	− 0,10 a	− 0,02 a	0,06 a	− 0,47 a	− 0,29 a	− 0,04 a
180^0	− 0,14 a	− 0,12 a	− 0,07 a	− 0,50 a	− 0,43 a	− 0,25 a

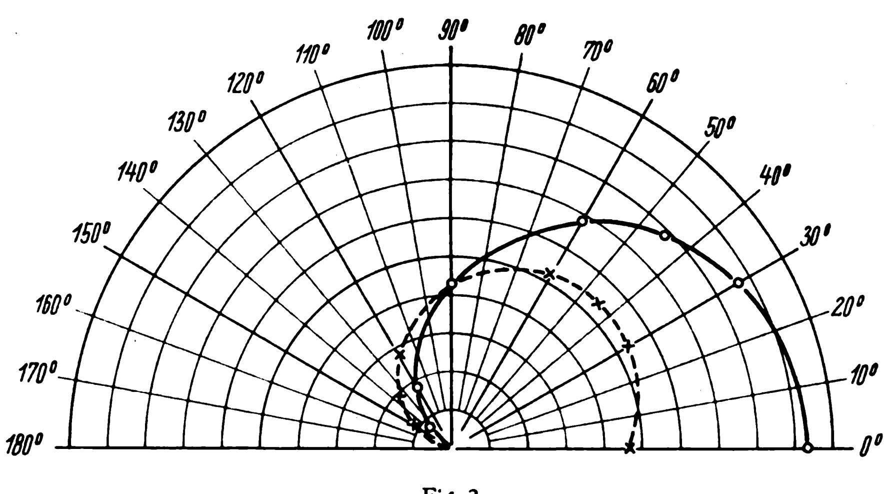


Fig. 3.

° ° $\beta = 30^0$ $\gamma = 0^0$ × × $\beta = 30^0$ $\gamma = 60^0$

Aus der Tabelle ergibt sich, daß die bei horizontalem Einfall der Strahlen bei $\alpha = 180^0$ liegende Nullstelle sich bei geneigt verlaufenden in zwei aufspaltet, deren Lage sich mit wachsendem Neigungswinkel mehr und mehr nach 90^0 bzw. 270^0 verschiebt.

Bei einer Drehung der Polarisationsebene aus der normalen Lage ($\gamma \gtrless 0$) erfolgt eine umgekehrte Bewegung der Nullstellen, so daß also unter dem Einfluß der Polarisation und der Neigung die Nullstellen mehr und mehr zusammenrücken und dem Winkelwerte 180^0 zustreben.

Außerdem ergibt sich, daß auch eine Veränderung des Maximums eintritt, und zwar nicht nur in bezug auf Größe, sondern auch auf seine Lage. Während bei normaler Polarisation die maximale Empfangswirkung bei einem Einfallswinkel $\alpha = 0^0$ eintritt, entstehen bei anormaler Lage zwei schwach ausgebildete Maxima, deren Orte sich auf beiden Seiten des Winkels $\alpha = 0$ befinden und sich von ihm um so mehr entfernen, je stärker die Polarisationsebene gedreht und je größer die Neigung des einfallenden Strahles wird (s. Fig. 3).

Empfangsbeobachtungen.

Bei einem, aus einer gerichteten und einer ungerichteten Antenne bestehenden Empfangssystem, dessen Richtcharakteristik der obigen Formel entsprechend eine Kardioide ist, beobachtet man zu gewissen Zeiten, daß der einmal eingestellte Nullwert der Empfangsintensität ($\alpha = 180^0$) verschwindet. Hat man beispielsweise die Einstellung am Tage vorgenommen, so bleibt das Null über viele Stunden unverändert erhalten bis zum Eintritt des Sonnenunterganges, wo mehr oder weniger plötzlich eine Empfangswirkung auftritt, deren Betrag zeitlichen Schwankungen unterworfen ist. Während der Dunkelheit sind die Verhältnisse wesentlich konstanter bis zum Anbruch der Morgendämmerung, wo die Empfangsintensität in der Nullstellung des Systems unter häufigem Wechsel wieder zu Null wird.

Macht man umgekehrt die Nulleinstellung während der Nacht, so bleibt sie im allgemeinen bis zum Tagesanbruch erhalten, um dann mit zunehmender Helligkeit zu verschwinden. Die beobachtete Empfangsintensität bleibt dann unter normalen atmosphärischen Verhältnissen während der Tagesstunden ziemlich konstant bis zum Eintritt der Dunkelheit, wo sich der Nullwert wiederum einstellt. Die Erklärung dieses Vorganges ist früher darin gesucht worden, daß durch eine Änderung des Neigungswinkels der elektrischen Feldkomponente eine Intensitätsänderung in der offenen Antenne eintritt, von der der Rahmen nicht beeinflußt wird. Unter diesen Umständen muß, wie aus der folgenden Formel hervorgeht, eine Änderung der Empfangswirkung bei $\alpha = 180^0$ in der Tat eintreten.

Die Gleichung der Charakteristik bei ungleichen Amplitudenwerten, die in den abgeleiteten Formeln immer der Einfachheit wegen in beiden Antennen als gleich vorausgesetzt worden sind, lautet

$$r = a + b\cos\alpha.$$

Sie geht für $a = b$ über in

$$r = a\,(1 + \cos\alpha).$$

Hat man also $a = b$ gemacht, was durch Variation der Kopplung des Sammelkreises zu einer der beiden Antennen praktisch sehr bequem ausgeführt werden kann und ändert sich dann infolge wechselnder Neigung bei der offenen Antenne die Größe a entsprechend dem Kosinus jenes Neigungswinkels zur Antenne, so wird an Stelle des Wertes $r = 0$ der Betrag $r = a—b$ auftreten, d. h. das System wird eine Empfangswirkung zeigen.



Wenn auch diese Erklärung der Vorgänge durchaus möglich erscheint, so kann sie doch nicht als eindeutig angesehen werden. Aus dem Verlauf der Charakteristik bei geneigt einfallenden Wellen läßt sich entnehmen, daß das Null verschwinden muß, wenn außer dem horizontal einfallenden Wellenstrahl noch ein oder mehrere andere vorhanden sind, die gegen die Horizontalebene geneigt auftreffen. Die auftretende Empfangsintensität wird mit dem Wechsel des Neigungswinkels schwanken.

Wie aus den vorhergehenden Betrachtungen hervorgeht, ist die Neigung für das Eintreten der Erscheinung notwendig und nicht die Änderung der Lage der Polarisationsebene, d. h. in der Horizontalebene einfallende Strahlen ergeben auch bei wechselnder Größe des Drehungswinkels der Polarisationsebene immer ein Verschwinden der Empfangsintensität für $\alpha = 180^0$, vorausgesetzt, daß nicht gleichzeitig eine Änderung des Neigungswinkels der elektrischen Feldkomponente eintritt.

Ob bei den beobachteten Erscheinungen die eine oder die andere Ursache wirksam ist oder beide gleichzeitig — aller Wahrscheinlichkeit nach wird aber die Neigung des Einfallswinkels des Wellenstrahles wohl die überwiegende sein —, wird nur durch systematische Versuche entschieden werden können.

Ableitung von Pickard [1]).

In einer 1920 veröffentlichten Arbeit über die Beseitigung atmosphärischer Störungen durch gerichteten Empfang behandelt W. Pickard die Charakteristiken der einfachen Antennenformen (gerader Draht, Rahmen) und auch die Kombination beider in Abhängigkeit von der Neigung. Er kommt für diese letztere Kombination zu dem Ergebnis, daß die Schnittkurven in der Horizontalebene und in der Vertikalebene ($\alpha = 0$) Kardioiden sind im Einklang mit den zuvor abgeleiteten Formeln. Für senkrecht zur Rahmenebene geneigt einfallende Wellen ($\alpha = 90^0$) findet er als Schnittkurve einen Kreis, so daß also die räumliche Charakteristik als eine Rotationsfigur um die Achse $\alpha = 0$ angesehen werden kann. Dieses Resultat steht im Widerspruch zu dem unserigen, das für $\alpha = 90^0$ eine Charakteristik in Form von zwei sich berührenden Kreisen liefert.

$$r = a \cos \beta.$$

Es ist dies die Charakteristik der offenen Antenne, die bei dem vorliegenden Fall ($\alpha = 90^0$) allein wirksam ist, während der den anderen Teil der Kombination bildende Rahmen bei einem derartigen Welleneinfall keine Empfangswirkung zeigt, wie eingangs nachgewiesen worden ist. An Stelle der Gleichung $r = a \cos \beta$ mußte $r = a$ treten, wenn die von Pickard angegebene Rotationsfigur auftreten sollte, was aber mit der Erfahrung in Widerspruch stehen würde.

Anwendungen dieser Antennenkombination in der Praxis.

In der drahtlosen Empfangstechnik spielt die Kombination einer ungerichteten und einer gerichteten Antenne (Rahmen) eine wichtige Rolle.

Sie wird angewendet in Anordnungen zur Ortsbestimmung auf drahtlosem Wege (peilen), und zwar zur Feststellung einer eindeutigen Richtung. Über den Einfluß der Neigung des einfallenden Strahles und der Drehung der Polarisationsebene auf die Richtung und die dadurch hervorgerufenen Mißweisungen wird in anderem Zusammenhang demnächst ausführlich berichtet werden.

Sie bildet weiterhin den Ausgangspunkt für die unten zu behandelnde Doppelrahmenempfangsanordnung, die aus zwei kombinierten Antennen besteht, von denen jede als Charakteristik die Kardioide beseitzt.

Die Herstellung der Kardioide erfolgt in der Weise, daß auf einen abgestimmten mit Detektor oder Verstärkern verbundenen Kreis die offene Antenne in gleicher Weise wie die geschlossene gekoppelt sind. Hierbei ist es nicht absolut notwendig, daß die letzteren auf die Empfangswelle abgestimmt werden.

Die Aufstellung einer besonderen ungerichteten Antenne wird, solange das System nicht für Mehrfachempfang Verwendung finden soll, entbehrlich, wenn man die Mitte des Rahmens unter Zwischenschaltung eines Abstimmkreises mit der Erde verbindet.

Die Drehung der Charakteristik erfolgt im einfachsten Falle dadurch, daß die Rahmenantenne mechanisch bewegt werden kann, was indessen nicht über bestimmte Abmessungen hinaus möglich ist. Bei großen Rahmendimensionen geht man zu Goniometeranordnungen über, bei denen in bekannter Weise eine Drehung der Charakteristik ausgeführt werden kann.

Diese Charakteristik ist praktisch von Bedeutung für die Abschwächung der Luftstörungen, die in dem Fall besonders wirksam wird, wo ihre Haupteinfallsrichtung um 180^0 gegen die der zu empfangenden Welle verschoben ist.

Herstellung der Kardioidencharakteristik durch Kombination von drei ungerichteten Antennen.

Anstatt wie bisher eine ungerichtete und eine gerichtete Antenne zu kombinieren, kann man eine ähnliche Charakteristik auch mit drei ungerichteten Antennen erzielen.

Setzt man in der allgemeinen Gleichung

$$f = 2a \cos \beta \cos \gamma \sin \left(\frac{\pi d'}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta \right)$$

(d' = Abstand der beiden Antennenfußpunkte)

d. h. kombiniert man zunächst die beiden Antennen 2 und 3 (s. Fig. 4) und ferner

$$g = 2a \cos \beta \cos \gamma$$

(Charakteristik der in der Mitte von beiden befindlichen Antenne 1),

2 1 3
—×— — — — — — — —×— — — — — — — — —×—

Fig. 4.

so erhält man als Gleichung der Charakteristik, da $d = 0$ wird,

$$r = 2a \cos \beta \cos \gamma \left\{ 1 + \sin \frac{\pi d'}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta \right\}$$

1. $\gamma = 0;\ \beta = 0;\ \alpha \gtrless 0.$

(In der Horizontalebene einfallende Welle.)

Unter der Annahme einer horizontal einfallenden Welle geht die obige Gleichung über in die folgende

$$r = 2a \left\{ 1 + \sin \frac{\pi d'}{\lambda} \cos \alpha \right\}$$

Vergleicht man hiermit die bei der Kombination einer gerichteten und einer ungerichteten Antenne erhaltene Gleichung

$$r = 2a\,(1 + \cos \alpha),$$

so ergeben sich bemerkenswerte Unterschiede in dem Verlauf der Charakteristiken.

[1]) Greenleaf W. Pickard, Proceedings of the Institute of Radio Engineers 8, S. 358, 1920.



Zunächst zeigt sich, daß bei drei ungerichteten Antennen die Rückenstrahlung nur verschwindet, wenn $\frac{d'}{\lambda} = \frac{1}{2}$ d. h. der Abstand der beiden äußeren Antennen gleich der halben Wellenlänge gemacht wird. Mit kleiner werdendem Verhältnis $\frac{d'}{\lambda}$ nimmt die Empfangswirkung für von rückwärts ($\alpha = 180^0$) einfallende Strahlen mehr und mehr zu, die Maximalamplitude für $\alpha = 0$ gleichzeitig entsprechend ab. Für sehr kleine Werte $\frac{d'}{\lambda}$ deformiert die Kardioide in einen Kreis mit dem Radius 2a, d. h. also, je kleiner der Abstand im Verhältnis zur Wellenlänge gemacht wird, um so geringer wird die Richtfähigkeit des Systems.

Ferner ergibt sich, daß die Richtschärfe dieser Kombination für Einfallswinkel α zwischen 0^0 und 90^0 kleiner ist als bei der vorhergehenden, gleich für $\alpha = 90^0$ und umgekehrt größer für Winkel zwischen 90^0 und 180^0 (s. Tabelle und Fig. 5).

$$\text{bzw. } r = 2a \cos\beta \left\{1 - \sin\frac{\pi d'}{\lambda}\cos\beta\right\} \text{ für } \alpha = 180^0$$

Der Verlauf der Kurve ergibt sich aus der untenstehenden Tabelle.

Die Charakteristik der Kombination von drei ungerichteten Antennen besitzt für in der Vertikalebene $\alpha = 0$ verlaufende Strahlen zwei Maxima, der Empfangswirkung bei $\beta = 0$ und $\beta = 75^0$ ($\alpha = 180^0$), von denen das letztere nur etwa $^1/_{10}$ der Amplitude des ersteren aufweist. Ein Empfang ist nicht möglich, wenn der Strahl entweder senkrecht zur Horizontalebene einfällt ($\beta = 90^0$) oder aber aus einer Richtung $\alpha = 180^0$ in dieser Ebene kommt. Macht man das Verhältnis $\frac{d'}{\lambda}$ sehr klein, so verschwindet sowohl das Nebenmaximum als auch das bei $\alpha = 180^0$ liegende Minimum.

Der Vergleich der ersten und letzten Spalte der Tabelle (Fig. 6) zegit ferner, daß grundsätzliche Unterschiede in dem Verlauf der Charakteristiken der beiden Kombinationen bestehen in bezug auf die Einwirkung geneigt einfallender

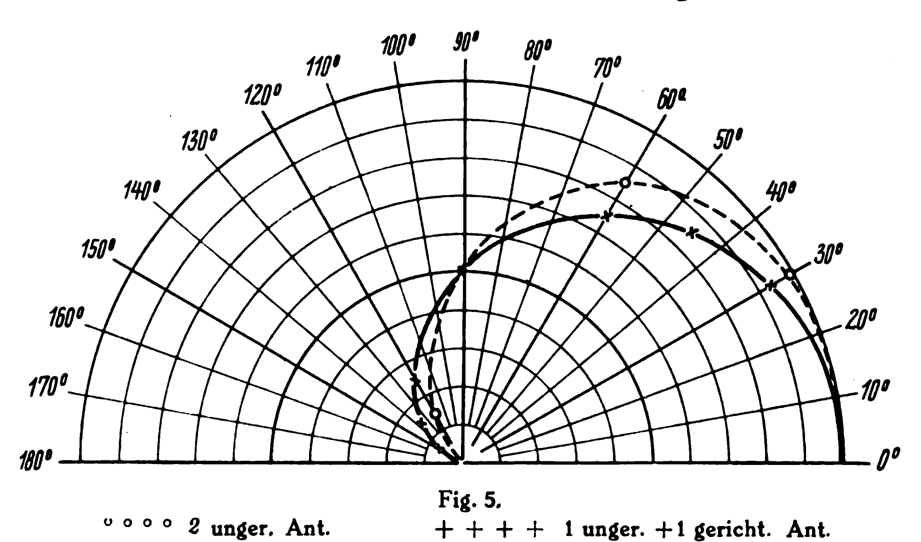


Fig. 5.

∘ ∘ ∘ ∘ 2 unger. Ant. + + + + 1 unger. +1 gericht. Ant.

	Kombination von 3 ungerichteten Antennen $r = 2a\left\{1 + \sin\left(\frac{\pi d'}{\lambda}\cos\alpha\right)\right\}$		Kombinat. v. gerichteter u. ungerichteter Antenne $r = 2a(1 + \cos\alpha)$
	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$	$\frac{d}{\lambda} = 0$
$\alpha = 0^0$	$r = 4{,}00\,a$	$r = 3{,}41\,a$	$r = 4{,}00\,a$
30^0	$3{,}96\,a$	$3{,}26\,a$	$3{,}73\,a$
45^0	$3{,}79\,a$	$3{,}05\,a$	$3{,}41\,a$
60^0	$3{,}41\,a$	$2{,}76\,a$	$3{,}00\,a$
90^0	$2{,}00\,a$	$2{,}00\,a$	$2{,}00\,a$
120^0	$0{,}59\,a$	$1{,}24\,a$	$1{,}00\,a$
135^0	$0{,}21\,a$	$0{,}95\,a$	$0{,}59\,a$
150^0	$0{,}04\,a$	$0{,}74\,a$	$0{,}27\,a$
180^0	$0{,}0\,a$	$0{,}59\,a$	$0{,}0\,a$

Aus der Tabelle geht außerdem hervor, daß mit kleiner werdendem Verhältnis $\frac{d'}{\lambda}$ im ersten Quadranten ($\alpha = 0$—90^0) eine Verschärfung der Charakteristik eintritt, im zweiten dagegen eine Verschlechterung.

2. $\gamma = 0$; $\beta \gtrless 0$; $\alpha = 0$.

(In der Vertikalebene einfallender Strahl.)

Die Gleichung der Charakteristik lautet in diesem Falle

$$r = 2a\cos\beta\left\{1 + \sin\frac{\pi d'}{\lambda}\cos\beta\right\}$$

		$r = 2a\cos\beta\left\{1 + \sin\frac{\pi d'}{\lambda}\cos\beta\right\}$			$r = 2a\,(1 + \cos\beta)$
		$\frac{d'}{\lambda} = \frac{1}{2}$	$\frac{d'}{\lambda} = \frac{1}{4}$	$\frac{d'}{\lambda} = \frac{1}{10}$	
$\beta = 0^0$	$\alpha = 0^0$	$r = 4{,}00\,a$	$r = 3{,}44\,a$	$r = 2{,}63\,a$	$r = 4{,}00\,a$
30^0	$\alpha = 0^0$	$3{,}43\,a$	$2{,}82\,a$	$2{,}20\,a$	$3{,}73\,a$
45^0	$\alpha = 0^0$	$2{,}67\,a$	$2{,}15\,a$	$1{,}72\,a$	$3{,}41\,a$
60^0	$\alpha = 0^0$	$1{,}71\,a$	$1{,}38\,a$	$1{,}16\,a$	$3{,}00\,a$
90^0	$\alpha = 0^0$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$2{,}00\,a$
80^0	$\alpha = 180^0$	$0{,}25\,a$	$0{,}30\,a$	$0{,}33\,a$	$1{,}65\,a$
75^0	$\alpha = 180^0$	$0{,}31\,a$	$0{,}42\,a$	$0{,}48\,a$	$1{,}48\,a$
60^0	$\alpha = 180^0$	$0{,}29\,a$	$0{,}62\,a$	$0{,}83\,a$	$1{,}00\,a$
55^0	$\alpha = 180^0$	$0{,}25\,a$	$0{,}64\,a$	$0{,}94\,a$	$0{,}85\,a$
45^0	$\alpha = 180^0$	$0{,}15\,a$	$0{,}66\,a$	$1{,}10\,a$	$0{,}59\,a$
30^0	$\alpha = 180^0$	$0{,}04\,a$	$0{,}64\,a$	$1{,}22\,a$	$0{,}27\,a$
0^0	$\alpha = 180^0$	$0{,}00\,a$	$0{,}59\,a$	$1{,}38\,a$	$0{,}00\,a$

Strahlen, und zwar wird das System aus drei ungerichteten Antennen weniger von ihnen beeinflußt als die Kombination einer gerichteten und einer ungerichteten Antenne.

3. $\gamma = 0$; $\alpha = 90^0$; $\beta \gtrless 0$.

(Senkrecht zur Verbindungslinie der Antennen einfallende Wellen.)

Als Gleichung der Charakteristik ergibt sich

$$r = 2a\cos\beta,$$

d. h. zwei sich berührende Kreise.

4. $\gamma \gtrless 0$; $\alpha \gtrless 0$; $\beta \gtrless 0$.

(Beliebig einfallender Strahl, dessen Polarisationsebene um den Winkel γ gedreht ist.)

Die Charakteristik wird dargestellt durch die Gleichung

$$r = 2a \cos\beta \cos\gamma \left\{1 + \sin\frac{\pi d'}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right\}$$

Der Einfluß einer Drehung der Polarisationsebene macht sich dahin geltend, daß proportional mit dem Kosinus des Drehungswinkels eine Abnahme der Empfangswirkung auftritt bis zum Werte Null, der für $\gamma = 90^\circ$ erreicht wird.

Zusammenfassung des dritten Abschnitts.

Eine Charakteristik von Kardioidenform kann nicht nur durch die Kombination von einer ungerichteten und einer gerichteten Antenne hergestellt werden, sondern auch durch ein System von drei ungerichteten Antennen.

Die Rückenstrahlung ($\alpha = 180^\circ$) Null wird hierbei aber nur unter der einen Bedingung erreicht, daß das Verhältnis $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ gewählt wird.

Die Charakteristik in der Horizontalebene unterscheidet sich von der Zwei-Antennenanordnung dadurch, daß für Einfallswinkel zwischen 0 und 90° die Schärfe der ersteren geringer, für Winkel zwischen 90° und 180° aber größer ist als bei der Kombination von nur zwei Antennen.

Für geneigt einfallende Strahlen zeigen die Charakteristiken der beiden Systeme ein grundsätzlich verschiedenes Verhalten. Während beispielsweise in der Vertikalebene $\alpha = 0$ bzw. 180° die Richtcharakteristik der Zwei-Antennenanordnung eine normale Kardioide ist, findet man bei der Kombination von drei ungerichteten Antennen zwei sich berührende Kurven, die im ersten und zweiten Quadranten ein verschiedenes Aussehen haben.

Mit dieser Anordnung, deren Aufstellung mit größeren technischen Schwierigkeiten und Kosten verbunden ist, als die der im vorhergehenden Abschnitt behandelten Kombination, sind praktische Versuche gemacht worden, zum Zweck atmosphärische Störungen in besonders weitgehendem Maße auszuscheiden. Wenn auch eine Veröffentlichung der dabei erzielten Ergebnisse nicht erfolgt ist, so scheint doch die Anordnung den Erwartungen nicht entsprochen zu haben. Aus dem verschiedenen Verlauf der Charakteristiken in beiden Fällen läßt sich entnehmen, daß die Drei-Antennenanordnung nur in dem Falle bevorzugt erscheint, wo die atmosphärischen Störungen von rückwärts gegen die Horizontalebene geneigt einfallen. Störungen aus Winkelräumen in der Nähe der Einfallsrichtung der Wellen gegenüber verhält sich ein aus einer gerichteten und ungerichteten Antenne bestehendes System günstiger.

Aus diesen Gründen hat sich die Praxis für die letztere Anordnung entschieden, die neben den schon erwähnten Vorzügen noch den weiteren besitzt, daß die Charakteristik gedreht werden kann, was bei der Drei-Antennenanordnung ausgeschlossen ist.

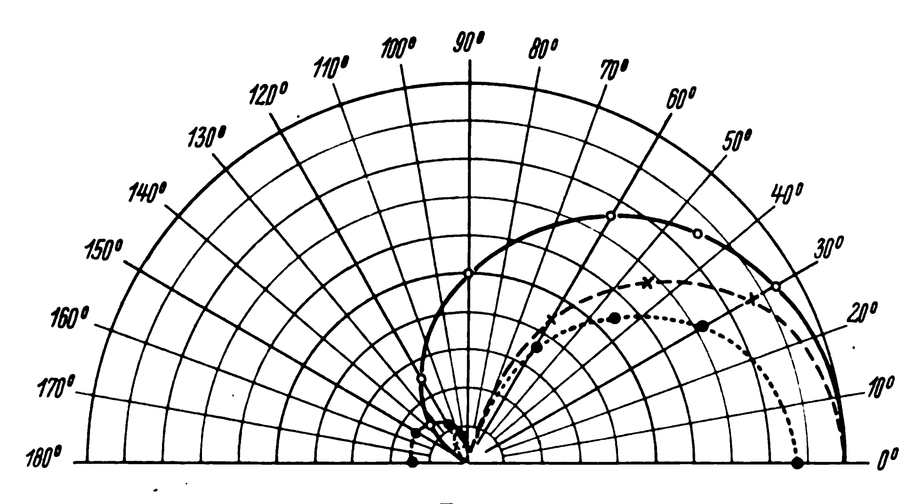


Fig. 6.

∘ ∘ $r = 2a\,(1 + \cos\beta)$

× × $r = 2a\cos\beta\left(1 + \sin\frac{\pi d'}{\lambda}\cos\beta\right)$ $\quad \frac{d'}{\lambda} = \frac{1}{2}$

⊙ ⊙ $r = 2a\cos\beta\left(1 + \sin\frac{\pi d'}{\lambda}\cos\beta\right)$. $\quad \frac{d'}{\lambda} = \frac{1}{4}$

IV. Doppelrahmenanordnung.

Kombiniert man zwei Antennensysteme I und II, von denen jedes eine Charakteristik in Kardioidenform besitzt, dargestellt durch die bereits abgeleitete Gleichung

$$r = a\left\{\cos\gamma\,(\cos\alpha + \cos\beta) + \sin\gamma \sin\alpha \sin\beta\right\}$$

so erhält man für die Richtcharakteristik dieser Kombination, die in der drahtlosen Technik als Doppelrahmenanordnung bezeichnet wird, den Ausdruck

$$r = 2a\left\{\cos\gamma\,(\cos\alpha + \cos\beta) + \sin\gamma \sin\alpha \sin\beta\right\} \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right)$$

Es ist hierbei die Serienstellung vorausgesetzt und außerdem eine Kunstphase von 180° eingeführt worden.

1. $\gamma = 0$; $\beta = 0$.

(In der Horizontalebene einfallende, normal polarisierte Welle.)

Die Gleichung der Charakteristik lautet

$$r = 2a\,(1 + \cos\alpha)\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\right)$$

In der folgenden Tabelle sind die Werte r_α für verschieden großes $\frac{d}{\lambda}$ berechnet worden.



	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{6}$	$\frac{d}{\lambda} << \frac{1}{6}$
$r = 0^0$	$r = 4{,}00\,a$	$r = 2{,}83\,a$	$r = 2{,}00\,a$	$r = 0{,}63\,a$
30^0	$3{,}66\,a$	$2{,}35\,a$	$1{,}65\,a$	$0{,}52\,a$
45^0	$3{,}03\,a$	$1{,}78\,a$	$1{,}22\,a$	$0{,}37\,a$
60^0	$2{,}12\,a$	$1{,}15\,a$	$0{,}78\,a$	$0{,}24\,a$
75^0	$1{,}00\,a$	$0{,}51\,a$	$0{,}34\,a$	$0{,}10\,a$
90^0	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$
105^0	$0{,}59\,a$		$0{,}20\,a$	$0{,}06\,a$
120^0	**$0{,}71\,a$**	**$0{,}38\,a$**	**$0{,}26\,a$**	**$0{,}079\,a$**
135^0	$0{,}53\,a$	$0{,}31\,a$	$0{,}22\,a$	$0{,}065\,a$
150^0	$0{,}25\,a$	$0{,}17\,a$	$0{,}11\,a$	$0{,}03\,a$
180^0	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$
$\frac{r_{a\,30^0}}{r_{max}} = 0{,}92$	0,83	0,825	0,82	
$\frac{r_{a\,60^0}}{r_{max}} = 0{,}53$	0,41	0,39	0,38	
$\frac{r_{a\,75^0}}{r_{max}} = 0{,}25$	0,18	0,17	0,16	
$\frac{r_{a\,120^0}}{r_{max}} = 0{,}18$	0,13	0,13	0,125	

Die Charakteristik besitzt Maxima an den Stellen $\alpha = 0$ und $\alpha = 120^0$ bzw. 240^0, von denen die beiden letzteren beträchtlich kleiner sind als das Hauptmaximum und Minima ($r = 0$) für Einfallswinkel 90^0, 180^0 und 270^0. Es ist also hier im Gegensatz zur einfachen Kardioidenanordnung auch die Seitenstrahlung verschwunden.

Die Schärfe der Richtwirkung nimmt mit kleiner werdendem Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ zu, und zwar immer langsamer bis zu Grenzwerten, die in der letzten Spalte der Tabelle angegeben sind.

Es wird deshalb praktisch dieses Verhältnis etwa zwischen $^1/_3$ und $^1/_6$ zu legen sein, wenn über einen größeren Wellenbereich eine möglichst günstige Form der Charakteristik erzielt werden soll. Ein Hinausgehen über den kleinsten Wert $^1/_6$ hat zur Folge, daß die Amplituden von r stark abnehmen, was gleichbedeutend ist mit einer sehr großen Schwächung der Empfangslautstärke.

2. $\gamma = 0$; $\alpha = 0$; $\beta \gtrless 0$.

(In der Vertikalebene einfallende Wellen.)

Als Gleichung der Charakteristik ergibt sich der Ausdruck

$$r = 2a\,(1 + \cos\beta)\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\beta\right)$$

$$\text{bzw. } r = -2a\,(-1 + \cos\beta)\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\beta\right) \text{ für } \alpha = 180^0$$

Die hierdurch dargestellte Kurve hat die gleiche Form wie die unter 1. Sehr steil einfallende Wellen werden daher nur schwache Empfangswirkungen auslösen.

3. $\lambda = 0$; $\alpha = 90^0$; $\beta \gtrless 0$.

(Senkrecht zur Standlinie einfallende Wellen.)

Setzt man in der allgemeinen Gleichung $\gamma = 0$ und $\alpha = 90^0$, so geht sie über in die folgende

$$r = 0,$$

d. h. für senkrechte zur Standlinie der Antennen einfallende Wellen ist die Empfangswirkung unter allen Umständen Null, während bei der einfachen Kardioide in diesem Falle die Gleichung der Charakteristik

$$r = a\cos\beta$$

gefunden worden war.

4. $\gamma \gtrless 0$; $\alpha \gtrless 0$; $\beta \gtrless 0$.

(Beliebig polarisierte und unter beliebigem Winkel einfallende Welle.)

Die Richtcharakteristik für diesen allgemeinen Fall wird dargestellt durch die Gleichung

	$\gamma = 0^0$			$\gamma = 30^0$			$\gamma = 60^0$			$\gamma = 90^0$		
	$\beta = 0^0$	30^0	60^0	$\beta = 0^0$	30^0	60^0	$\beta = 0^0$	30^0	60^0	$\beta = 0^0$	30^0	60^0
$\alpha = 0^0$	$r = 4{,}00\,a$	$r = 2{,}35\,a$	$r = 1{,}15\,a$	$r = 3{,}46\,a$	$r = 203\,a$	$r = 1{,}00\,a$	$r = 2{,}00\,a$	$r = 1{,}18\,a$	$r = 0{,}58\,a$	$r = 0{,}00\,a$	$r = 0{,}00\,a$	$r = 0{,}00\,a$
30^0	$3{,}66\,a$	$1{,}92\,a$	$0{,}91\,a$	$3{,}17\,a$	$1{,}81\,a$	$0{,}93\,a$	$1{,}83\,a$	$1{,}20\,a$	$0{,}71\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}28\,a$	$0{,}29\,a$
45^0	$3{,}03\,a$	$1{,}46\,a$	$0{,}66\,a$	$2{,}62\,a$	$1{,}42\,a$	$0{,}74\,a$	$1{,}52\,a$	$1{,}01\,a$	$0{,}62\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}33\,a$	$0{,}33\,a$
60^0	$2{,}12\,a$	$0{,}90\,a$	$0{,}39\,a$	$1{,}84\,a$	$0{,}92\,a$	$0{,}48\,a$	$1{,}06\,a$	$0{,}70\,a$	$0{,}45\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}29\,a$	$0{,}29\,a$
90^0	**$0{,}00\,a$**	**$0{,}00\,a$**	**$0{,}00\,a$**	**$0{,}00\,a$**	**$0{,}00\,a$**	**$0{,}00\,a$**	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$
105^0	$0{,}59\,a$	$0{,}21\,a$	$0{,}05\,a$	$0{,}51\,a$	$0{,}14\,a$	$0{,}13\,a$	$0{,}30\,a$	$0{,}26\,a$	$0{,}17\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}17\,a$	$0{,}17\,a$
120^0	$0{,}71\,a$	$0{,}24\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}61\,a$	$0{,}31\,a$	$0{,}15\,a$	$0{,}36\,a$	$0{,}37\,a$	$0{,}25\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}29\,a$	$0{,}29\,a$
135^0	$0{,}53\,a$	$0{,}15\,a$	$0{,}11\,a$	$0{,}46\,a$	$0{,}15\,a$	$0{,}07\,a$	$0{,}27\,a$	$0{,}37\,a$	$0{,}23\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}33\,a$	$0{,}33\,a$
150^0	$0{,}25\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}24\,a$	$0{,}22\,a$	$0{,}14\,a$	$0{,}07\,a$	$0{,}13\,a$	$0{,}24\,a$	$0{,}13\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}28\,a$	$0{,}29\,a$
180^0	$0{,}00\,a$	$0{,}17\,a$	$0{,}38\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}14\,a$	$0{,}33\,a$	$0{,}60\,a$	$0{,}084\,a$	$0{,}19\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$
$\frac{r_{30^0}}{r_{max}} = 0{,}91$	0,82	0,79	0,91	0,89	0,93	0,91	1,02	1,23				
$\frac{r_{60^0}}{r_{max}} = 0{,}53$	0,38	0,34	0,53	0,45	0,48	0,53	0,60	0,76				
$\frac{r_{120^0}}{r_{max}} = 0{,}18$	0,10	0,00	0,18	0,15	0,15	0,18	0,31	0,43				
$\frac{r_{150^0}}{r_{max}} = 0{,}06$	0,00	0,21	0,06	0,07	0,07	0,06	0,20	0,23				
$\frac{r_{180^0}}{r_{max}} = 0{,}0$	0,07	0,33	0,00	0,07	0,33	0,00	0,07	0,33				

$$r = 2a \left\{ \cos\gamma \, (\cos\alpha + \cos\beta) + \right.$$
$$\left. + \sin\gamma \sin\alpha \sin\beta \right\} \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right).$$

Die umstehende Tabelle enthält die r-Werte, die unter verschiedenen Annahmen von α, β und γ nach der vorhergehenden Gleichung berechnet worden sind, wobei $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$ gesetzt worden ist.

Aus der Tabelle ergibt sich, daß bei normaler Lage der Polarisationsebene ($\gamma = 0$) der Einfluß der Neigung sich dahin geltend macht, daß zunächst die Maximalamplitude für $\alpha = 0^0$ mit größer werdendem β abnimmt. Gleichzeitig verschwindet das Minimum bei $\alpha = 180^0$, das mit zunehmender Neigung des einfallenden Strahles mehr und mehr zu kleineren Winkelwerten rückt.

Unter dem Einfluß der Drehung der Polarisationsebene erfolgt, solange es sich nicht um große Winkelbeträge handelt, eine Abnahme der Amplituden von r. Bei Werten γ beispielsweise von 60^0 und einem Neigungswinkel $\beta = 60^0$ hat man die maximale Empfangswirkung nicht an der Stelle $\alpha = 0$, sondern in der Gegend $\alpha = 30^0$, die sich mehr und mehr zum Winkelwert $\alpha = 45^0$ verschiebt, je stärker die Polarisation gedreht ist.

Für $\gamma = 90^0$ zeigt die Anordnung bei horizontal einfallenden Wellen keinerlei Empfangswirkung. Erst bei geneigt auftreffenden Strahlen spricht sie wiederum an, und zwar zeigt die Charakteristik Minima bei $\alpha = 0^0$, 90^0, 180^0 und 270^0 Maxima, bei $\alpha = 45^0$, 135^0, 225^0 und 315^0, die aber nur von geringer Amplitude sind.

Was die Schärfe der Charakteristik betrifft, so zeigt sich bei normaler Lage der Polarisationsebene und wachsender Neigung in gewissen Winkelbereichen α eine Zunahme, während in anderen eine Abnahme eintritt.

Kombinationen von zwei Doppelrahmenanordnungen.

Zu noch schärfer gerichteten Empfangsanordnungen gelangt man, wenn man zwei der soeben beschriebenen Doppelrahmenanordnungen kombiniert. Auch hier sind prinzipiell wiederum zwei Möglichkeiten vorhanden, von denen aber nur auf die praktisch wichtigere Parallelstellung eingegangen werden soll (Fig. 7).

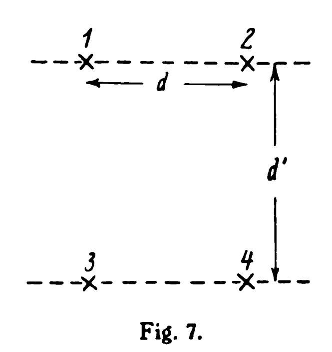


Fig. 7.

Setzt man in der allgemeinen Formel

$$f = g = 2a \left\{ \cos\gamma \, (\cos\alpha + \cos\beta) + \right.$$
$$\left. + \sin\gamma \sin\alpha \sin\beta \right\} \sin\left(\frac{\pi d'}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)$$

so ergibt sich als Gleichung der Charakteristik der Kombination in Parallelstellung der Ausdruck

$$r = 4a \left\{ \cos\gamma \, (\cos\alpha + \cos\beta) + \right.$$
$$\left. + \sin\gamma \sin\alpha \sin\beta \right\} \sin\left(\frac{\pi d}{\gamma} \cos\alpha \cos\beta\right) \cos\left(\frac{\pi d'}{\gamma} \sin\alpha \cos\beta\right)$$

wo d' den Abstand der beiden Doppelrahmenanordnungen bedeutet.

	$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$				$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$		Einfache Doppelrahmenanordnung
	$\frac{d'}{\lambda} = \frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	1	2	$\frac{d'}{\lambda} = \frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{d'}{\lambda} = \frac{1}{2}$
$\alpha = 0^0$	$r = 8{,}00\,a$	$8{,}00\,a$	$r = 8{,}00\,a$	$8{,}00\,a$	$5{,}66\,a$	$5{,}66\,a$	$4{,}00\,a$
15^0	$7{,}20\,a$	$6{,}71\,a$	$5{,}38\,a$	$0{,}49\,a$	$4{,}96\,a$	$4{,}62\,a$	$3{,}92\,a$
30^0	$5{,}15\,a$	$3{,}65\,a$	$0{,}00\,a$	$7{,}29\,a$	$3{,}31\,a$	$2{,}34\,a$	$3{,}66\,a$
45^0	$2{,}72\,a$	$0{,}55\,a$	$3{,}71\,a$	$1{,}63\,a$	$1{,}60\,a$	$0{,}32\,a$	$3{,}03\,a$
60^0	$0{,}89\,a$	$1{,}02\,a$	$3{,}87\,a$	$2{,}82\,a$	$0{,}48\,a$	$0{,}55\,a$	$2{,}12\,a$
75^0	$0{,}11\,a$	$0{,}87\,a$	$2{,}38\,a$	$2{,}34\,a$	$0{,}05\,a$	$0{,}53\,a$	$1{,}00\,a$
90^0	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$
105^0	$0{,}06\,a$	$0{,}51\,a$	$1{,}17\,a$	$1{,}00\,a$	$0{,}03\,a$	$0{,}26\,a$	$0{,}59\,a$
120^0	$0{,}29\,a$	$0{,}33\,a$	$1{,}29\,a$	$0{,}94\,a$	$0{,}16\,a$	$0{,}18\,a$	$0{,}71\,a$
135^0	$0{,}46\,a$	$0{,}09\,a$	$0{,}63\,a$	$0{,}28\,a$	$0{,}27\,a$	$0{,}06\,a$	$0{,}53\,a$
150^0	$0{,}37\,a$	$0{,}26\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}52\,a$	$0{,}24\,a$	$0{,}17\,a$	$0{,}25\,a$
165^0	$0{,}12\,a$	$0{,}12\,a$	$0{,}09\,a$	$0{,}01\,a$	$0{,}086\,a$	$0{,}12\,a$	$0{,}07\,a$
180^0	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$
$\frac{r\,15^0}{r_{max}}$	— 0,90	0,84	0,67	0,06	0,88	0,82	0,98
$\frac{r\,30^0}{r_{max}}$	= 0,64	0,44	0,00	0,91	0,58	0,41	0,92
$\frac{r\,60^0}{r_{max}}$	= 0,11	0,13	0,48	0,35	0,085	0,097	0,53
$\frac{r\,120^0}{r_{max}}$	= 0,036	0,04	0,16		0,028	0,032	0,18

1. $\gamma = 0;\ \alpha \gtrless 0.$

(In der Horizontalebene einfallende, normal polarisierte Welle.)

Die Charakteristik wird dargestellt durch die Gleichung

$$r = 4a(1 + \cos\alpha)\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\right)\cos\left(\frac{\pi d'}{\lambda}\sin\alpha\right).$$

Die Tabelle auf S. 8 enthält eine Reihe von r-Werten, die unter der Annahme

$$\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2} \text{ bzw. } \frac{1}{4} \text{ und } \frac{d'}{\lambda} = \frac{1}{2}, \frac{2}{3},$$

1 und 2 berechnet worden sind.

Aus der Tabelle ergibt sich zunächst, daß die aus zwei Doppelrahmenanordnungen bestehende Kombination der einfachen an Richtschärfe sehr beträchtlich überlegen ist.

Verändert man den Abstand $\frac{d}{\lambda}$ in jeder der Einzelanordnungen, so tritt zwar in der Kombination mit kleiner werdendem Wert jenes Verhältnisses noch eine geringe Verschärfung ein, die aber praktisch nicht ins Gewicht fällt.

Es zeigt sich ferner, daß die Charakteristik drei Maxima besitzt, die an den Stellen $\alpha = 0$, $\alpha = 135^0$ und 225^0 liegen, also ganz ähnlich wie bei der einfachen Doppelrahmenanordnung.

In bezug auf das Hauptmaximum bei $\alpha = 0^0$ sind die Nebenmaxima bei der vorliegenden Kombination beträchtlich kleiner als bei der einfachen Anordnung.

Für Werte $\frac{d'}{\lambda} > \frac{1}{2}$ vermehrt sich die Zahl der Maxima um 4, die bei 0^0, 60^0, 105^0, 150^0, 210^0, 255^0 und 300^0 liegen, und zwar sind die im ersten und vierten Quadranten vorhandenen als Hauptmaxima anzusehen.

Macht man $\frac{d'}{\lambda} > 1{,}5$, so erfolgt eine weitere Zunahme der Maximalstellen, und zwar wiederum um 4, so daß im ganzen 11 vorhanden sind.

Es erfolgt also mit zunehmender Abstandsvergrößerung $\frac{d'}{\lambda}$ ein Aufspalten der Charakteristik der einfachen Doppelanordnung in mehrere Zweige, die von ihr eingehüllt werden (s. Fig. 8).

Die Verschärfung ist besonders groß in der Nähe des Einfallswinkels $\alpha = 0$, was praktisch, wie weiter unten ausgeführt werden soll, von großer Bedeutung ist.

Die ständigen Nullstellen der Charakteristik liegen bei $\alpha = 90^0$, 180^0 und 270^0; die je nach dem Wert des Verhältnisses $\frac{d'}{\lambda}$ neu hinzutretenden ergeben sich aus der Bedingungsgleichung

$$\cos\left(\frac{\pi d'}{\lambda}\sin\alpha\right) = 0 \text{ oder}$$

$$\frac{\pi d'}{\lambda}\sin\alpha = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2} \text{ usw.}$$

Hieraus folgt

$$\sin\alpha = \frac{1}{2\frac{d'}{\lambda}} \text{ bzw. } \sin\alpha = \frac{3}{2\frac{d'}{\lambda}}$$

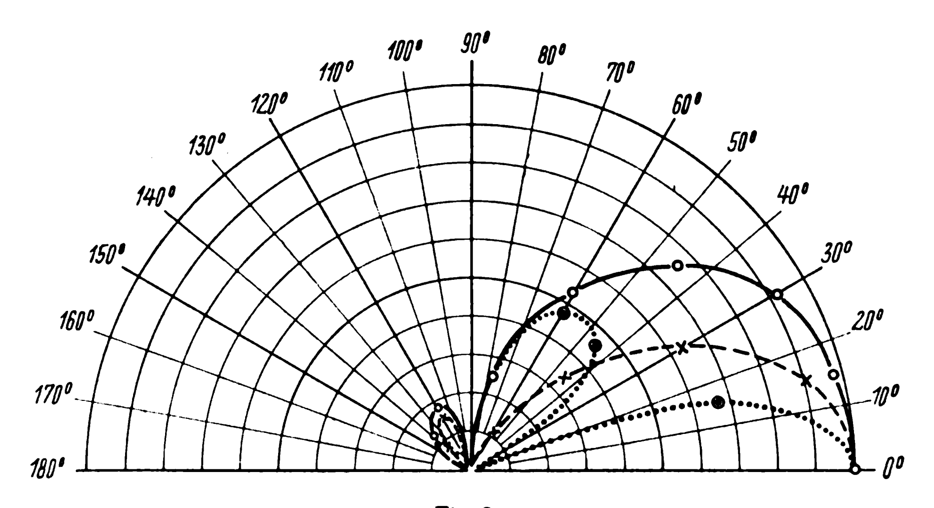


Fig. 8.

° ° ° Doppelrahmen

× × × 2fach Doppelrahmen $\frac{d'}{\lambda} = \frac{1}{2}$

⊙ ⊙ ⊙ „ „ $\frac{d'}{\lambda} = 1.$

Setzt man für $\frac{d'}{\lambda}$ die Werte ½, ⅔, 1, 1,5 usw. ein, so erhält man die α-Werte, bei denen r Null wird, d. h. das Empfangssystem nicht anspricht.

$\frac{d'}{\lambda} = \frac{1}{2}$		$\frac{2}{3}$	1	1,5	2,0
Keine neuen Nullstellen	$\alpha =$	48° 35′	30°	19° 27′	14° 28′
		131° 25′	150°	160° 33′	48° 35′
		228° 35′	210°	199° 27′	131° 25′
		311° 25′	330°	340° 33′	165° 32′
					194° 28′
					228° 35′
					311° 25′
					345° 32′

Innerhalb der Bereiche $\frac{d'}{\lambda}$, in denen die Anzahl der Nullstellen die gleiche bleibt, tritt, wie aus der Tabelle hervorgeht, mit zunehmendem Verhältnis $\frac{d'}{\lambda}$ eine Verschiebung der Nullagen ein. Die Hauptmaxima rücken näher an die

Stelle $\alpha = 0$ heran, die Nebenmaxima entsprechend an $\alpha = 180^0$.

2. $\gamma = 0;\ \alpha = 0;\ \beta \gtrless 0.$

(In der Vertikalebene $\alpha = 0$ bzw. $\alpha = 180^0$ einfallende Welle.)

Als Gleichung der Charakteristik ergibt sich

$$r = 4a\,(1 + \cos\beta)\,\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\beta\right)$$

$$\text{bzw. } r = -4a\,(-1 + \cos\beta)\,\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\beta\right)\ \text{für } \alpha = 180^0$$

Vergleicht man hiermit die unter den gleichen Voraussetzungen für die einfache Doppelrahmenanordnung gefundene Gleichung

$$r = 2a\,(1 + \cos\beta)\,\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\beta\right),$$

so ergibt sich als einziger Unterschied das Amplitudenverhältnis beider im Betrage von 2 : 1.

Die Richtschärfe der vorliegenden Kombination in der Vertikalebene ist also durch die Hinzufügung einer zweiten Doppelanordnung nicht erhöht worden im Gegensatz zu in der Horizontalebene verlaufenden Strahlen.

3. $\gamma = 0;\ \alpha = 90^0;\ \beta \gtrless 0.$

(Senkrecht zur Standlinie geneigt einfallende Wellen.)

Setzt man in der allgemeinen Gleichung $\gamma = 0$ und $\alpha = 90^0$, so wird die Charakteristik dargestellt durch die Gleichung $r = 0.$

Das Empfangssystem spricht auf senkrecht zur Standlinie einfallende Wellen überhaupt nicht an, und zwar auch dann nicht, wenn die Polarisationsebene eine anormale Lage hat.

4. $\gamma = \gtrless 0;\ \alpha \gtrless 0;\ \beta \gtrless 0.$

(Beliebig polarisierte und unter beliebigem Winkel einfallende Welle.)

Die folgende Tabelle enthält eine Reihe von r-Werten, die nach der allgemeinen Formel berechnet worden sind

$$\left(\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}\right) \qquad \left(\frac{d'}{\lambda} = 1\right)$$

	$\beta = 30^0$		$\beta = 30^0$		$\beta = 60^0$	
	$\gamma = 0^0$	30^0	$\gamma = 0^0$	30^0	$\gamma = 0^0$	30^0
$\alpha = 0^0$	$r = 8{,}00\,a$	$r = 6{,}93\,a$	$r = 7{,}30\,a$	$r = 6{,}32\,a$	$r = 4{,}24\,a$	$r = 3{,}67\,a$
15^0	$5{,}38\,a$	$4{,}66\,a$	$5{,}37\,a$	$4{,}65\,a$	$3{,}70\,a$	$3{,}51\,a$
30^0	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$1{,}31\,a$	$1{,}23\,a$	$2{,}43\,a$	$2{,}49\,a$
45^0	$3{,}71\,a$	$3{,}21\,a$	$2{,}71\,a$	$2{,}66\,a$	$1{,}13\,a$	$1{,}26\,a$
60^0	$3{,}87\,a$	$3{,}35\,a$	$2{,}46\,a$	$2{,}53\,a$	$0{,}32\,a$	$0{,}40\,a$
75^0	$2{,}38\,a$	$2{,}06\,a$	$1{,}34\,a$	$1{,}45\,a$	$0{,}03\,a$	$0{,}05\,a$
90^0	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$
105^0	$1{,}17\,a$	$1{,}01\,a$	$0{,}72\,a$	$0{,}90\,a$	$0{,}01\,a$	$0{,}03\,a$
120^0	$1{,}29\,a$	$1{,}12\,a$	$0{,}66\,a$	$0{,}93\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}12\,a$
135^0	$0{,}63\,a$	$0{,}55\,a$	$0{,}27\,a$	$0{,}34\,a$	$0{,}19\,a$	$0{,}11\,a$
150^0	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}10\,a$	$0{,}65\,a$	$0{,}17\,a$
165^0	$0{,}09\,a$	$0{,}08\,a$	$0{,}29\,a$	$0{,}06\,a$	$1{,}17\,a$	$0{,}73\,a$
180^0	$0{,}00\,a$	$0{,}00\,a$	$0{,}53\,a$	$0{,}45\,a$	$1{,}41\,a$	$1{,}22\,a$
$\frac{r\,15^0}{r_{max}} = 0{,}67$		0,67	0,73	0,74	0,87	0,96
$\frac{r\,30^0}{r_{max}} = 0{,}00$		0,00	0,18	0,20	0,57	0,68
$\frac{r\,60^0}{r_{max}} = 0{,}48$		0,48	0,34	0,40	0,08	0,11
$\frac{r\,121^0}{r_{max}} = 0{,}16$		0,16	0,09	0,15	0,00	0,03

Aus der Tabelle geht hervor, daß für horizontal einfallende Strahlen ($\beta = 0$) die Drehung der Polarisationsebene nur eine Verkleinerung der Amplituden von r zur Folge hat, die Lage der Minima und die Schärfe der Charakteristik werden dagegen nicht beeinflußt.

Handelt es sich aber um geneigt einfallende Wellen, so ändert sich der Verlauf der Charakteristik, und zwar nach der Richtung, daß die Empfangswirkung für $\alpha = 180^0$ mit wachsender Neigung mehr und mehr zunimmt. Die Drehung der Polarisationsebene verursacht eine teilweise Abschwächung der Wirkung der Neigung, indem für $\alpha = 180^0$ eine geringe Abnahme der Empfangswirkung eintritt.

Auch die Lage der Nullstellen $r = 0$ erfährt unter dem Einfluß von Neigung und Polarisationsänderung eine Verschiebung, deren Betrag rechnerisch wie folgt ermittelt werden kann.

Aus der Gleichung der Charakteristik

$$r = 4a\left\{\cos\gamma\,(\cos\alpha + \cos\beta) + \right.$$
$$\left. + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma\right\}\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right)\cos\left(\frac{\pi d'}{\lambda}\sin\alpha\ \mathrm{sos}\,\beta\right)$$

ergibt sich, daß $r = 0$ wird für

$$\cos\left(\frac{\pi d'}{\lambda}\sin\alpha\cos\beta\right) = 0$$

oder

$$\sin\alpha = \frac{1}{2\left(\frac{\pi d'}{\lambda}\right)\cos\beta}\ \text{bzw.}\ \frac{3}{2\left(\frac{\pi d'}{\lambda}\right)\cos\beta}\ \text{usw.}$$

Die sich hieraus ergebenden Nullstellen sind unabhängig von γ, sie hängen nur ab von dem Verhältnis $\frac{d'}{\lambda}$ und dem Neigungswinkel β.

Sie rücken mit wachsender Neigung mehr und mehr zu größeren Winkelwerten α, wie auch aus der Tabelle hervorgeht, wo im ersten Quadranten das Minimum für $\beta = 0$, bei $\alpha = 30^0$ liegt, während es für $\beta = 30^0$ bzw. 60^0, nach $\alpha = 35^0\ 14$ bzw. $\alpha = 90^0$ gerückt ist.

Eine andere Gruppe von Nullstellen ergibt sich, wenn man in der obigen Gleichung

$$\cos\gamma\,(\cos\alpha + \cos\beta) + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma = 0$$

setzt.

Man erhält hieraus die Bedingungsgleichung für α in der Form

$$\sin\alpha = \frac{-\sin\beta\cos\beta\,tg\,\gamma \pm \sin\beta\sqrt{(1 + tg^2\gamma\sin^2\beta)^2 + \cos^2\beta\,tg^2\gamma}}{1 + tg^2\gamma\sin^2\beta}.$$

Auf die Lage dieser Art von Nullstellen ist im Gegensatz zu den vorhin betrachteten nicht nur der Neigungswinkel β, sondern auch der Drehungswinkel der Polarisationsebene γ von Einfluß.

Für die bei der Berechnung der Tabelle zugrunde gelegten Annahmen $\beta = 30^0$, $\gamma = 0$ und 30^0 ergibt sich aus der obigen Gleichung, daß Nullstellen bei $\alpha = 150^0$ bzw. $161^0\,20'$ liegen und entsprechend für $\beta = 60^0$, $\gamma = 0$ und $\gamma = 30^0$ bei 120^0 bzw. $136^0\,27'$.

Der Einfluß der Neigung und der Polarisation auf die Schärfe der Charakteristik drückt sich dahin aus, daß beide Faktoren im großen und ganzen eine Verschlechterung der Richtschärfe bewirken, wobei der erstere überwiegt.

Anwendung der Doppelrahmenanordnung in der Praxis.

Infolge ihrer außerordentlich günstigen Richtcharakteristik hat die einfache Doppelrahmenanordnung eine ausgedehnte Anwendung in der Praxis erfahren und die nach dem Kardioidenprinzip arbeitenden Anlagen fast vollständig

verdrängt. Die nach diesem Prinzip gebauten Großempfangsanlagen haben sich nicht nur in Deutschland, sondern auch in tropischen Gegenden unter wesentlich schwierigen atmosphärischen Verhältnissen ausgezeichnet bewährt und eine Empfangsmöglichkeit auch zu Zeiten geschaffen, wo infolge starker Luftstörungen mit den nicht so richtscharfen älteren Empfangsanlagen ein einwandfreier Betriebsverkehr nicht durchgeführt werden konnte.

Auf die Fortschritte im drahtlosen Schnellverkehr, der in den letzten Jahren mehr und mehr an Bedeutung und Umfang gewonnen hat, sind zum großen Teil auf die infolge ihrer größeren Richtschärfe gegen atmosphärische Störungen weniger empfindlichen Doppelrahmenanordnungen zurückzuführen. Ganz besonders deutlich werden die Empfangsunterschiede in bezug auf atmosphärische Störungen naturgemäß dann zutage treten, wenn ihre Haupteinfallsrichtungen entgegengesetzt verlaufen wie die der aufzunehmenden Wellen. Die nach dem Kardioidenprinzip arbeitenden Anlagen werden nur dann eine merkbare Ausscheidung der Störungen bewirken, wenn ihre Richtungen sich auf einen schmalen Winkelraum ($\alpha = 0$) beschränken. Wenn nun, wie es in der Umgebung von Berlin der Fall ist, die zahlreichsten und stärksten Störungen in der Regel aus einem Winkelraum von Osten bis Süden kommen, so ist ohne weiteres klar, daß ihre Ausscheidung durch eine Apparatur mit Kardioidencharakteristik viel weniger vollständig erfolgen kann, wie bei der Doppelrahmenanordnung, deren toter Winkel " sich praktisch über mehr als 200 Winkelgrade erstreckt und damit den ganzen Störungsfaktor umfaßt.

Nach dem vorhergehenden wäre der zur Erzielung noch besserer Empfangsresultate einzuschlagende Weg der, Systeme mit noch schärferer Richtwirkung zu verwenden, weil dadurch der abgeblendete Raum noch vergrößert werden würde.

Hierfür würde in erster Linie die zuletzt behandelte kombinierte Doppelrahmenanordnung in Frage kommen, deren Richtcharakteristik gerade im ersten Quadranten in den der Empfangsrichtung benachbarten Winkelräumen besonders scharf verläuft (Minimum zwischen 20° und 30°).

Leider kann die Verschärfung der Charakteristik im praktischen Empfangsbetrieb nicht unter allen Umständen beliebig weit getrieben werden. Der Grund hierfür liegt nicht, wie man wohl zunächst vermuten könnte, in der Notwendigkeit, für die Aufstellung einer solchen Anlage ein sehr ausgedehntes Terrain zur Verfügung zu haben, dessen Größe für eine Wellenlänge von 16 km etwa $4 \cdot 12$ qkm betragen würde, wobei allerdings nur die Eckpunkte dieses Rechtecks der Bodenbenutzung entzogen werden würden, sondern vielmehr darin, daß die Einfallsrichtung der aufzunehmenden Welle zu gewissen Zeiten starken Schwankungen unterworfen ist. Man wird also die Richtschärfe des Systems so bemessen müssen, daß die vorkommenden Winkeländerungen nicht in die Nullbereiche hineinfallen und den Empfang zeitweilig zum Verschwinden bringen oder zu stark schwächen können. Ein jeweiliges Nachstellen der Apparatur erscheint vom Betriebsstandpunkt nicht angängig, da die Richtungsschwankungen zu gewissen Zeiten — es handelt sich in erster Linie um die Sonnenunter- und -aufgangszeiten — sehr schnellem Wechsel unterworfen sind.

Da nun diese Schwankungen sowohl ihrer Größe als auch ihrer Zahl nach im Bereich der mittleren Wellenlängen ($\lambda = 2000$—8000 m) besonders stark auftreten, so ergibt sich, daß Empfangsanlagen für diesen Wellenbereich nicht so richtscharf gebaut werden dürfen als solche für längere Wellen, was die Erfahrungen des Betriebes durchaus bestätigen.

Was die Ausführung der Doppelrahmenanordnung betrifft, so wird man sich bei der Abstandsmessung der beiden Antennen daran zu halten haben, daß für den in Frage kommenden Wellenbereich das Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ nicht größer wird als etwa $^1/_3$ und nicht kleiner als $^1/_6$. Anderenfalls würde entweder die Richtschärfe leiden oder aber die Empfangsamplitude zu stark abnehmen, was zur Anwendung größerer Verstärkung zwingen würde.

Die gerichteten Antennen werden in Form von Goniometern ausgeführt, wobei die senkrecht zueinander stehenden Rahmenantennen einen dreieckigen Querschnitt haben, der gegeben ist durch die Verwendung nur eines Mastes als Antennenträgers. Sie bestehen entweder aus einer einzigen oder auch mehreren Windungen.

Als offene ungerichtete Antennen werden entweder die Rahmen mitbenutzt, wie schon im vorhergehenden näher ausgeführt, oder aber besondere kleine Schirmantennen oberhalb der Rahmen gezogen, die unbedingt notwendig sind, wenn die Doppelrahmenanlage gleichzeitig mehrere Wellen empfangen soll, wie es im praktischen Betrieb meistens der Fall ist.

Die Überführung der in den beiden Antennen (Kardioiden) erzeugten Hochfrequenzenergie in die eigentliche Empfangsapparatur, die, wenn technisch nur irgendwie möglich, in die Mitte von beiden gelegt werden sollte, erfolgt am sichersten durch besonders verlustlose und induktionsfreie Kabelleitungen, die zum Schutz gegen Beschädigungen eingegraben werden. Aber auch unter Beobachtung dieser Vorsichtsmaßregeln werden besonders bei höheren Frequenzen nicht unerhebliche Schwächungen der Empfangsintensität unvermeidlich sein, die nur wieder ausgeglichen werden können durch hochfrequente Verstärkung.

Versuche, diese Übertragungsleitungen nicht als Kabel, sondern als offene Leitungen auszuführen, haben zu dem Ergebnis geführt, daß diese letztere Art besonders bei mittleren und kürzeren Wellen nicht angewendet werden sollte, da sie direkt aus dem Felde Energie aufnehmen, als offene Antennen wirken und dadurch die errechneten Richtcharakteristiken nicht auftreten.

Bei Mehrfachempfangsanlagen muß man diesen Kabelleitungen eine genügend große Anzahl geben, damit man nicht in zu weitgehendem Maße auf Kunstschaltungen zurückzugreifen gezwungen ist, die leicht Störungen der einzelnen Anordnungen zur Folge haben können.

Da die Antennen nicht auf die aufzunehmenden Wellen abgestimmt sind, so muß zur Erzielung einer genügend großen Störungsfreiheit der eigentliche Empfänger reichlich mit hoch- und niederfrequenten Siebketten ausgerüstet sein. Praktisch hat sich ergeben, daß man bei den heutigen Anforderungen in bezug auf die Selektivität des Empfängers, die recht hoch sind, mit einer dreigliederigen Hoch- und einer zweigliederigen Niederfrequenzkette vollständig auskommt.

Die angewandten Verstärkeranordnungen sind in weitgehendem Maße als mehrstufige Hochfrequenzverstärker mit Dämpfungsreduktionseinrichtungen ausgeführt im Gegensatz zu älteren Empfängern, bei denen die Niederfrequenzverstärkung stark bevorzugt worden war.

Bei der Aufstellung von kombinierten Doppelrahmenanordnungen wird man den Empfänger am günstigsten in den Schnittpunkt der Diagonalen des Rechtecks legen und von hier aus die Kabelleitungen nach den vier Antennen führen. Man erreicht dadurch, daß man nicht besondere Ausgleichsschaltungen anzuwenden braucht, die bei ungleichen Verbindungslängen notwendig werden.

Sollte bei einer solchen Anlage der Fall eintreten, daß zu gewissen Zeiten die große Richtschärfe hinderlich für den Empfangsbetrieb wird, so wird man die eine Hälfte ohne weiteres abschalten und dadurch die nicht so scharfe Charakteristik der einfachen Doppelrahmenanordnung herstellen können.

Was die Kontrolle der richtigen Einstellung der Apparatur betrifft, so ist bei den beiden letzten Anordnungen ihre Durchführung nicht mehr ganz so einfach, wie bei dem nach dem Kardioidenprinzip arbeitenden System.

Während hier die Prüfung auf Nullwerten der Rückenstrahlung ($\alpha = 180^\circ$) so erfolgt, daß der Rahmen aus der Hauptempfangsstellung von 180° herausgedreht wird, muß bei den Doppelrahmenanordnungen außer dieser genau so auszuführenden Kontrolle noch die Freiheit einer Seitenstrahlung festgestellt werden ($\alpha = 90^\circ$). Sie erfolgt so, daß senkrecht zur Standlinie der beiden Antennen in genügendem Abstand ein kleiner Hilfssender aufgestellt wird, dessen Wellenlänge der aufzunehmenden entsprechend einreguliert wird. Entspricht die Charakteristik der rechnerisch ermittelten in bezug auf die Seitenstrahlung, so darf im Empfänger dieser Sender nicht gehört werden. Ist dieses nicht der Fall, so muß die Anordnung in bezug auf Amplitude und Phase der von beiden Antennensystemen herrührenden Ströme solange nachgestellt werden, bis der Empfänger auf den Hilfssender nicht mehr anspricht.

(Eingegangen am 14. 6. 1926.)

(Schluß folgt.)

Der Einfluß der Dämpfungen auf die Frequenzen zweier gekoppelten Kreise.

Von **Balth. van der Pol Jr.**

Der Strom in einem Kreise, welcher aus einer Selbstinduktion L, einer Kapazität C und einem Widerstand r besteht, entspricht der bekannten (symbolisch geschriebenen) Differentialgleichung

$$(D^2 + 2\alpha D + \omega^2)\, i = 0, \tag{1}$$

worin

$$D = \frac{d}{dt},$$

$$2\alpha = \frac{r}{L},$$

$$\omega^2 = \frac{1}{CL},$$

während die exakte Lösung gegeben ist durch

$$D = -\alpha \pm j\sqrt{\omega^2 - \alpha^2}, \tag{2}$$

worin der reelle Teil von D die Dämpfung und der imaginäre Teil die Frequenz darstellt.

Ist außerdem

$$\alpha^4 \ll \omega^4$$

so kann D geschrieben werden (nach Größenordnung geordnet):

$$D = \omega\left(\pm j - \frac{\alpha}{\omega} \mp \frac{1}{2} j \frac{\alpha^2}{\omega^2}\right) \tag{2a}$$

woraus hervorgeht, daß die Frequenz eines einzigen Kreises infolge der Dämpfung eine Korrektion der zweiten Ordnung erfährt.

Im Gegensatz zu einem einzigen Kreis zeigt es sich, daß unter bestimmten Umständen, welche wir jetzt näher betrachten werden, die Frequenzen zweier gekoppelten Kreise infolge der Dämpfung eine Korrektion der ersten Ordnung erfahren.

Für elektrisch gekoppelte Kreise werden die Ströme in den beiden Kreisen durch die Differentialgleichung:

$$[(D^2 + 2\alpha_1 D + \omega_1^2)(D^2 + 2\alpha_2 D + \omega_2^2) - k^2\omega_1^2\omega_2^2]\, i_{1,2} = 0 \tag{3}$$

bestimmt, worin die Bezeichnungen 1 sich auf den ersten Kreis und die Bezeichnungen 2 sich auf den zweiten Kreis beziehen, während k^2 den Kopplungskoeffizient darstellt.

Um die Dämpfungen und Frequenzen des gekoppelten Systems zu berechnen, muß man also eine Gleichung vierten Grades lösen. Diese Gleichung wurde vor 28 Jahren in einer klassischen Untersuchung von M. Wien[1]) behandelt, speziell für den Fall, daß die beiden freien Frequenzen ω_1 und ω_2 der einzelnen Systeme dicht nebeneinander liegen und die Dämpfungen und Kopplung klein sind, so daß die dritten und höheren Potenzen von $\alpha_1 - \alpha_2$, $k\omega$ und $\omega_1 - \omega_2$ gegenüber ω^3 vernachlässigt werden dürfen.

Die Lösung von Wien ist aber ziemlich kompliziert und seine Methode, bei welcher die Lösung über eine Gleichung dritten Grades erfolgt, kann durch richtig gewählte Transformationen bedeutend vereinfacht werden, so daß sich mit geringer Mühe eine einfache Annäherung ergibt, die schon alle Einzelheiten genügend genau wiedergibt. Außerdem ermöglicht unsere Lösung eine sehr einfache Diskussion der Resultate.

Wenn man nun in (3) setzt:

$$\left.\begin{aligned} z &= D + \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}, \\ \nu_1^2 &= \omega_1^2 - \alpha_1^2 + \left(\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2}\right)^2, \\ \nu_2^2 &= \omega_2^2 - \alpha_2^2 + \left(\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2}\right)^2, \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

kann man diese Gleichung auch schreiben:

$$\left(z^2 + \frac{\nu_1^2 + \nu_2^2}{2}\right)^2 - \left\{(\alpha_1 - \alpha_2)\,z + \frac{\nu_1^2 - \nu_2^2}{2}\right\}^2 = k^2\omega_1^2\omega_2^2, \tag{5}$$

worin die ν's fast vollkommen die ursprünglichen Frequenzen ω der einzelnen Kreise darstellen.

Wenn wir ferner (5) nichtdimensional machen, indem wir sie durch

$$\left(\frac{\nu_1^2 + \nu_2^2}{2}\right)^2$$

dividieren und setzen:

[1]) Annalen der Physik 61, 151, 1897.

$$
\left.\begin{aligned}
x &= \frac{z}{\left(\frac{\nu_1^2+\nu_2^2}{2}\right)^{1/2}}, \\
\varepsilon &= \frac{\alpha_1-\alpha_2}{\left(\frac{\nu_1^2+\nu_2^2}{2}\right)^{1/2}}, \\
\varrho &= \frac{\nu_1^2-\nu_2^2}{\nu_1^2+\nu_2^2}, \\
k'^2 &= \frac{\omega_1^2\,\omega_2^2}{\left(\frac{\nu_1^2+\nu_2^2}{2}\right)^2}\,k^2
\end{aligned}\right\} \tag{6}
$$

so gestaltet sich (5) ganz einfach

$$(x^2+1)^2-(\varepsilon x+\varrho)^2=k'^2 \tag{7}$$

und unser Problem beschränkt sich auf die Diskussion der exakten Gleichung (7), worin ε ein Maß ist für die Differenz der Dämpfungen der einzelnen Systeme, ϱ ein Maß für die Verstimmung, und k'^2 wieder nahezu der ursprüngliche Kopplungsfaktor k^2.

Zur Berechnung der ersten Annäherung x_1 vernachlässigen wir in (7) die kleinen Größen ϱ^2, ε^2 und k'^2 und bekommen also

$$(x_1^2+1)^2=0 \tag{8}$$

oder

$$x_1=\pm j.$$

Diese erste Annäherung substituieren wir in den kleinen Gliedern und (7) wird also

$$(x_2^2+1)^2-(\varrho\pm j\varepsilon)^2=k'^2, \tag{9}$$

wovon die Lösung ist

$$x_2=j\left(1\pm\frac{1}{2}\sqrt{k'^2+(\varrho+j\varepsilon)^2}\right) \tag{10}$$

und so kann man weitergehen.

(10) — zusammen mit einem gleichen Ausdruck, worin überall $+j$ durch $-j$ ersetzt ist — gibt also die zweite Annäherung für die Lösung von (7).

Für die Diskussion von (10) ist der zweite, komplexe Ausdruck, nämlich

$$\pm\frac{1}{2}\sqrt{k'^2+(\varrho+j\varepsilon)^2} \tag{11}$$

von größter Bedeutung. Das wesentliche der Erscheinungen, welche bei losen Kopplungen unter den in Frage kommenden Umständen auftreten, liegt im zweiten Ausdruck, so daß wir den K e r n der Erscheinungen bereits mit einer zweiten Annäherung hinreichend beschreiben können. Es genügt also (10), welche Lösung, wenn wir jetzt wieder zu den ursprünglichen Variablen von (3) übergehen, zum äußerst einfachen Ausdruck

$$
\left.\begin{aligned}
D=-\frac{\alpha_1+\alpha_2}{2}+\frac{1}{2}\,j\,[(\omega_1+\omega_2)\pm \\
\pm\sqrt{k^2\,\omega_1\,\omega_2+\{(\omega_1-\omega_2)+j\,(\alpha_1-\alpha_2)\}^2}
\end{aligned}\right\} \tag{12}
$$

führt, worin wir die vier Werte von D erhalten, wenn wir außer dem angegebenen Zeichenwechsel auch die beiden j's einmal positiv und einmal negativ nehmen. Der Ausdruck (12), welcher die Basis der weiteren Diskussion bilden wird, gibt also im reellen Teil den Wert der resultierenden Dämpfungen und im imaginären Teil den Wert der resultierenden Frequenzen wieder.

Ein besonderer Fall von (12) fällt schon gleich auf. Für eine Kopplung $k^2=0$ führt (12) nämlich zu den ursprünglichen Dämpfungen und Frequenzen der zwei getrennten Systeme, nämlich

$$
\left.\begin{aligned}
D_{1,2}&=-\alpha_1\pm j\,\omega_1, \\
D_{3,4}&=-\alpha_2\pm j\,\omega_2,
\end{aligned}\right\} \tag{13}
$$

wobei nun die quadratischen Frequenzkorrektionen von (2a) weggefallen sind, da wir uns nur im Total auf Ausdrücke der zweiten Ordnung beschränkt haben.

Mit derselben Genauigkeit also, bei welcher man die Frequenzkorrektion infolge des Widerstandes in einem einfachen System vernachlässigt, gibt (12) die Dämpfungen und Frequenzen des gekoppelten Systems wieder. Da außerdem die Ausdrücke unter dem Wurzelzeichen in (12) von der Ordnung α^2 sind, ist der reelle Teil der Wurzel von der Ordnung α, so daß wir bei gekoppelten Kreisen, dicht bei der Abstimmung mit einer Frequenzkorrektion infolge der Dämpfung zu tun haben, welche e i n e O r d n u n g g r ö ß e r ist als bei einem einzigen Kreise. D i e F r e q u e n z e n v o n l o s e g e k o p p e l t e n K r e i s e n s i n d d e s h a l b d i c h t b e i d e r A b s t i m m u n g b e d e u t e n d e m p f i n d l i c h e r f ü r d i e G r ö ß e d e s W i d e r s t a n d e s i n d e n K r e i s e n, a l s d i e s b e i n i c h t g e k o p p e l t e n K r e i s e n d e r F a l l i s t.

Eine graphische Darstellung von (12), welcher Ausdruck auch in der Form

$$D=\frac{1}{2}(D_1+D_3)\pm\frac{1}{2}\sqrt{(D_1-D_3)^2-k^2\,\omega_1\,\omega_2} \tag{12a}$$

geschrieben werden kann, macht den Verlauf der Funktionen am übersichtlichsten. Die vier Werte für D aus (12) können wir schreiben:

$$D_{I,II}=-\alpha_I\pm j\,\omega_I,$$
$$D_{III,IV}=-\alpha_{II}\pm j\,\omega_{II},$$

worin also α_I und α_{II} die resultierenden Dämpfungen und ω_I und ω_{II} die resultierenden Frequenzen darstellen. Läßt man nun α_1, α_2, k^2 und ω_1 konstant und ändert die Eigenfrequenz ω_2 des zweiten Kreises, so haben die resultierenden Dämpfungen α_I und α_{II} und die resultierenden Frequenzen ω_I und ω_{II} einen Verlauf, wie in den Fig. 1, 2, 3, 4 und 5 angegeben, welche für fünf verschiedene Kopplungskoeffizienten mit Hilfe von (12) berechnet werden, und zwar für die folgenden Daten:

Fig. 1, $\frac{\alpha_1-\alpha_2}{\omega_1}=0{,}1$ $\quad k^2=0.001=0.1\,k_k^2$,

Fig. 2, $\frac{\alpha_1-\alpha_2}{\omega_1}=0{,}1$ $\quad k^2=0{,}005=0{,}5\,k_k^2$,

Fig. 3, $\frac{\alpha_1-\alpha_2}{\omega_1}=0{,}1$ $\quad k^2=0{,}010=1{,}0\,k_k^2$,

Fig. 4, $\frac{\alpha_1-\alpha_2}{\omega_1}=0{,}1$ $\quad k^2=0{,}012=1{,}2\,k_k^2$,

Fig. 5, $\frac{\alpha_1-\alpha_2}{\omega_1}=0{,}1$ $\quad k^2=0{,}025=2{,}5\,k_k^2$.

(Da alle α's und ω's die gleiche Dimension haben, sind alle Variabeln in den Figuren in der stets als konstant angenommenen Frequenz ω_1 des ersten Kreises ausgedrückt[2]).

Es geht sehr deutlich aus diesen Figuren hervor, daß bei einer äußerst losen Kopplung ($k^2=0{,}001$) jeder der beiden Kreise seine eigene Frequenz und Dämpfung behält, praktisch unbeeinflußt durch den anderen Kreis. Für $k^2=0{,}005$ aber besteht bereits einige Beeinflussung, und zwar besonders in der Nähe des Resonanzpunktes, wo die

[2]) In den Figuren 1—5 lese man für die Abscizen $\frac{\omega_2-\omega_1}{\omega_1}$ statt $\omega_2-\omega_1$.

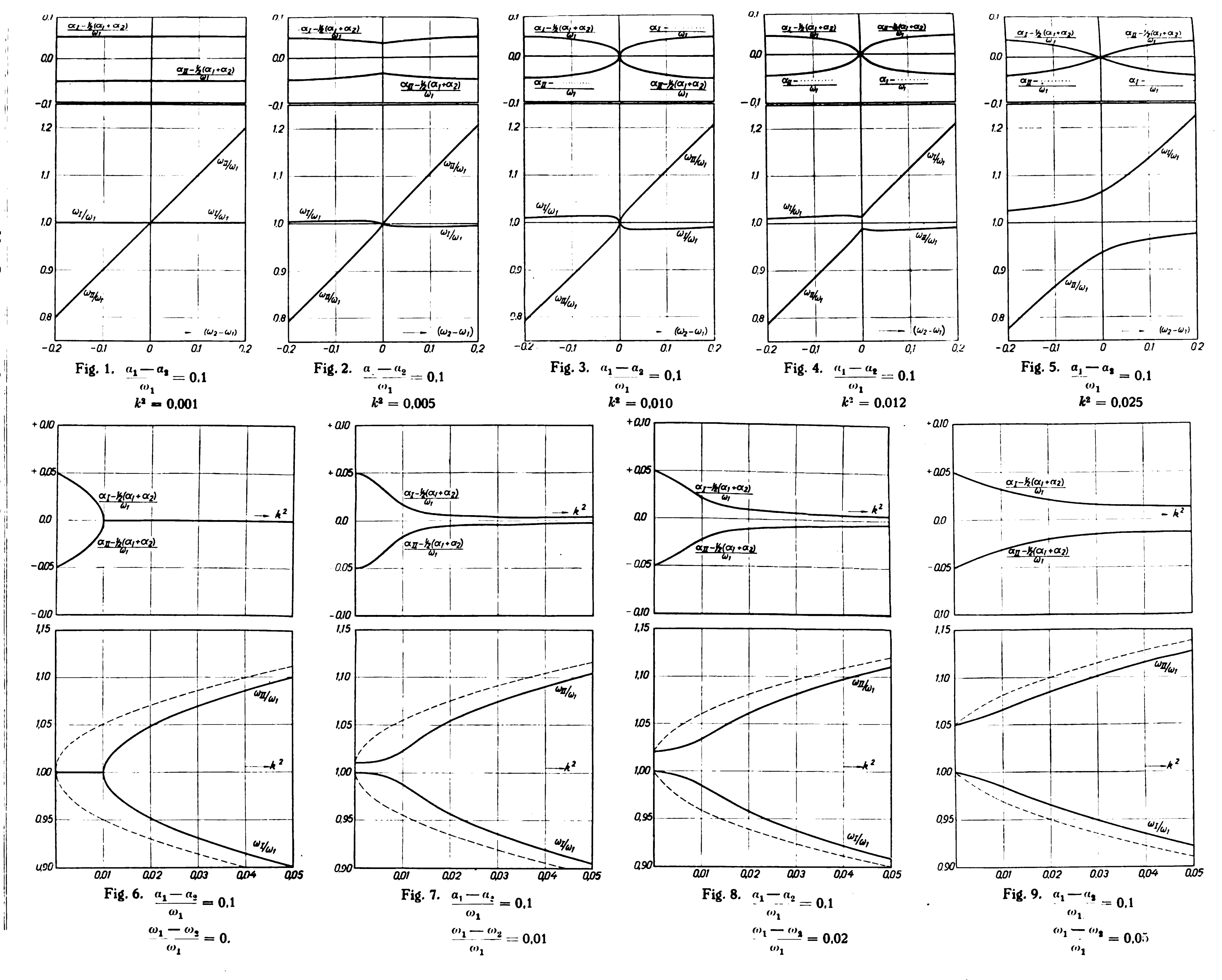


Fig. 1. $\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_1} = 0.1$ $k^2 = 0.001$

Fig. 2. $\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_1} = 0.1$ $k^2 = 0.005$

Fig. 3. $\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_1} = 0.1$ $k^2 = 0.010$

Fig. 4. $\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_1} = 0.1$ $k^2 = 0.012$

Fig. 5. $\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_1} = 0.1$ $k^2 = 0.025$

Fig. 6. $\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_1} = 0.1$ $\frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1} = 0.$

Fig. 7. $\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_1} = 0.1$ $\frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1} = 0.01$

Fig. 8. $\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_1} = 0.1$ $\frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1} = 0.02$

Fig. 9. $\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_1} = 0.1$ $\frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1} = 0.05$

Dämpfungen ein wenig zueinander „hingezogen" werden, während zu beiden Seiten des Resonanzpunktes die Frequenzen sich gegenseitig „abstoßen". Diese „Anziehung" der beiden Dämpfungen und „Abstoßung" der Frequenzen zeigt sich noch stärker, wenn $k^2 = 0{,}010$, obgleich auch hier noch im Resonanzpunkt das ganze System nur eine Frequenz hat. Die „Anziehung" der Dämpfungen für diesen Fall geht aber bereits so weit, daß die beiden Dämpfungen im Resonanzpunkt zusammentreffen. Dies bleibt auch der Fall bei noch festeren Kopplungen, nämlich $k^2 = 0{,}012$ und $k^2 = 0{,}025$, während die Frequenz-„Abstoßung" so stark geworden ist, daß sogar im Resonanzpunkt die beiden resultierenden Frequenzen weit getrennt bleiben.

Man sieht also aus diesen Figuren, wie das Verhalten der Funktionen, besonders dicht beim Resonanzpunkt, in hohem Maße vom Kopplungskoeffizient abhängig ist, und daß hierfür ein kritischer Wert besteht, welcher gegeben ist durch

$$k_k^2 = \left(\frac{a_1 - a_2}{\omega_1}\right)^2 \text{ oder genauer } = \frac{2(a_1 - a_2)^2}{\omega_1^2 + \omega_2^2}.$$

Betrachtet man nämlich den Resonanzpunkt, wofür $\omega_1 = \omega_2$, so zeigt es sich, daß für alle Kopplungen kleiner als die kritische, das System nur eine Frequenz, nämlich gleich der Resonanzfrequenz, hat, aber zwei verschiedene Dämpfungen. Für alle Kopplungen größer als die kritische hat jedoch das System im Resonanzpunkt zwei Frequenzen, aber nur eine Dämpfung, welche den Mittelwert der ursprünglichen Dämpfungen hat [3]).

Zusammenfassend können wir dieses schreiben:

für $\omega_1 = \omega_2$ ist bei

$$k^2 < k_k^2: \quad \omega_I = \omega_{II} = \omega_1 = \omega_2, \quad a_I \neq a_{II},$$

$$k^2 = k_k^2: \quad \omega_I = \omega_{II} = \omega_1 = \omega_2, \quad a_I = a_{II} = \frac{a_1 + a_2}{2},$$

$$k^2 > k_k^2: \quad \omega_I \neq \omega_{II}, \quad a_I = a_{II} = \frac{a_1 + a_2}{2},$$

worin

$$k_k^2 = \left(\frac{a_1 - a_2}{\omega}\right)^2.$$

[3]) Diese Eigenschaft leitet Wien l. c. aus einer dritten Annäherung ab. Die zweite Annäherung ergibt dieselbe bereits.

Die Fig. 6, 7, 8 und 9 geben ferner für ein konstant gehaltenes

$$\frac{a_1 - a_2}{\omega_1} = 0{,}1$$

und für die Verstimmungen

Fig. 6 $\quad \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1} = 0{,}00$

Fig. 7 $\quad \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1} = 0{,}01$

Fig. 8 $\quad \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1} = 0{,}02$

Fig. 9 $\quad \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1} = 0{,}05$

die resultierenden Dämpfungen und Frequenzen wieder als Funktion des Kopplungskoeffizienten k^2. In den Figuren sind ferner gestrichelt angegeben die Frequenzen ω_I und ω_{II}, die man berechnen würde bei Vernachlässigung der Dämpfungsausdrücke, und die gegeben sind durch:

$$\omega_{I,II} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{k^2\,\omega_1\,\omega_2 + (\omega_1 - \omega_2)^2} \qquad (14)$$

Hieraus geht hervor, wie besonders bei Kopplungen kleiner als die kritische, der Einfluß erster Ordnung der Dämpfungen auf die Frequenzen von großer Bedeutung ist. Aus diesen Figuren ist ferner ersichtlich, daß, wenn die Abstimmung der beiden einzelnen nichtgekoppelten Kreise wenig verschieden ist und man sie allmählich in Kopplung bringt, der erste Effekt einer Kopplung darin besteht, daß die Dämpfungen anfangen, sich zu nähern, während erst bei einer festeren Kopplung die Frequenzen auseinander gedrückt werden. Dieser Effekt ist um so ausgeprägter, desto näher die beiden einzelnen Kreise aufeinander abgestimmt sind.

Zum Schlusse ist es mir ein Vergnügen, Herrn H. Broos meinen Dank auszusprechen für die numerische Berechnungen der Figuren, wobei von einigen Tafeln von Pierce [4]) ein ergiebiger Gebrauch gemacht wurde.

Eindhoven, den 2. Dezember 1925.

Physikalisches Laboratorium
der Philips' Glühlampenfabriken, A.-G.

(Eingegangen am 7. 6. 1926.)

[4]) Proc. Am. Acad. of Arts and Sciences. Vol 57 no. 7. April 1922

Zusammenfassender Bericht.

Piezoelektrische Resonanzerscheinungen.

Von **A. Scheibe.**

Inhaltsangabe.

I.

Die Piezoelektrizität.

a) Geschichte.

1. Der direkte Piezoeffekt wurde von J. und P. Curie [1]) im Jahre 1880 am Turmalin beobachtet: Wird ein Kristall, der der piezoelektrischen Erregung fähig ist, in bestimmten Kristallrichtungen komprimiert oder dilatiert,

so treten auf bestimmten Kristallflächen elektrische Ladungen auf; das Vorzeichen der Ladung hängt von dem Spannungszustand ab, es ändert sich, wenn z. B. die Kompression in die Dilatation übergeht.

2. Der reziproke Piezoeffekt, dessen theoretische Notwendigkeit von Lippmann [2]) vorausgesagt war, wurde ebenfalls von den Curies [3]) gefunden: Wird ein piezoelektrischer Kristall in ein elektrisches Feld in bestimmter Orientierung zu seinen Achsen gebracht, so komprimiert oder dilatiert er sich; der Kristall dilatiert sich z. B. dann, wenn seine mit Belegungen versehenen Flächen mit der gleichnamigen Elektrizität aufgeladen werden, die auf ihnen beim direkten Effekt durch Kompression entsteht.

3. W. C. Röntgen [4]) beobachtete an Kristallzylindern von Quarz, deren Achse angenähert der optischen Achse des Kristalles parallel lief, als erster das Auftreten piezoelektrischer Ladungen durch Torsion; er suchte und fand gleichzeitig den reziproken Effekt: Torsion des Zylinders im elektrischen Feld.

b) Piezoelektrische Kristalle.

Von den Curies wurden folgende Kristalle als piezoelektrisch erkannt: Turmalin, Kieselzinkerz, Rohrzucker, Weinsäure, Quarz, Zinkblende, Helvin, Natriumchlorat. Es kamen im Laufe der Zeit noch hinzu: Seignette oder Rochellesalz (Rechtsweins. Natrium-Kalium), Resorcin, Natriumchlorat. Neuerdings erwiesen sich nach E. Giebe und A. Scheibe [5]) weiterhin als piezoelektrisch: Lithiumsulfat, rechtsweinsaures (rw.) Kalium, rw. Ammonium, rw. Natrium, Bittersalz, schwefelsaures Zink, ameisensaures Strontium, saures rechtsweinsaures Kalium, s. rw. Ammonium, Asparagin, Triphenylmethan, oxalsaures Ammonium, saures Ammoniumphosphat, Harnstoff, Tetraäthylammoniumjodid, schwefelsaures Nickel, Pentha-Erythrit, Benzil, Arsensilberblende, Natriumsulfantimoniat.

c) Nachweis der Piezoelektrizität.

1. Statische Methode [6]): Die Flächen des Kristalles werden mit leitenden Belegungen versehen, die Aufladung dieser Belegungen bei Kompression des Kristalles wird mit einem empfindlichen Elektrometer nachgewiesen; geeignet für quantitative Messungen.

2. Kundtsches [7]) Bestäubungsverfahren: Der mechanisch beanspruchte Kristall wird mit einem aus Mennige und Schwefelblume bestehenden Gemisch, das durch ein enges Sieb gepreßt wird und so durch Reibung elektrisch geladen ist, bestäubt. Die Schwefelblume sammelt sich an positiven, die Mennige an negativen Teilen des Kristalles an; nur für qualitative Messungen geeignet.

3. Der reziproke Effekt kann mit Hilfe von Hebelübertragungen und Spiegelablesungen festgestellt werden (siehe auch S. 25).

4. Kristallpulvermethode von E. Giebe und A. Scheibe [5]): Diese Methode benutzt den piezoelektrischen reziproken Resonanzeffekt. Sie ist vorläufig nur in qualitativer Hinsicht brauchbar. Über die experimentelle Anordnung soll an späterer Stelle ausführlicher gesprochen werden (S. 20).

d) Theorie der Piezoelektrizität.

Sämtliche bis jetzt als piezoelektrisch erkannte Kristalle besitzen polare Achsen. Es scheint, als ob bei Druck in Richtung dieser Achsen die Abstände zwischen den verschiedenen das Kristallgitter aufbauenden Atomen nicht in gleichem Verhältnis verkürzt werden, so daß daraus das Entstehen freier Ladungen erklärlich ist.

Eine allgemeine Theorie der Erscheinung wird von Voigt [8]) gegeben, um die Beziehungen zwischen Polarisation, Deformation und Druck festzustellen. Die Hauptgleichungen sollen hier kurz zum Verständnis der piezoelektrischen Konstanten und Moduln angegeben werden.

Der elektrische Zustand im Innern eines Kristalles wird durch die Komponenten P_1, P_2, P_3 des auf die Volumeneinheit bezogenen elektrischen Momentes P (Polarisation) bestimmt. Die Polarisationskomponenten sind nach Voigt durch Ableitung des ersten thermodynamischen Potentials ξ nach den Komponenten der Feldstärke E zu bilden:

$$-\frac{\delta \xi}{\delta E_i} = P_i = \sum_h e_{ih} x_h \qquad (1)$$

daraus ergibt sich für die Polarisation in Abhängigkeit von der Deformation die Gleichungsgruppe

$$\left.\begin{aligned} P_1 &= e_{11} x_x + e_{12} y_y + e_{13} z_z + e_{14} y_z + e_{15} z_x + e_{16} x_y \\ P_2 &= e_{21} x_x + e_{22} y_y + e_{23} z_z + e_{24} y_z + e_{25} z_x + e_{26} y_y \\ P_3 &= e_{31} x_x + e_{32} y_y + e_{33} z_z + e_{34} y_z + e_{35} z_x + e_{36} x_y \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

Darin werden die Koeffizienten e als piezoelektrische Konstanten bezeichnet; x_x, y_y, z_z sind die Dilationskomponenten und y_z, z_x, x_y die Winkeländerungen.

Da im Experiment immer die wirkenden Drucke gegeben sein werden, so ist es zweckmäßig, die Deformationsgrößen x ... durch die Druckkomponenten X ... zu ersetzen. Dazu dienen Hilfsgleichungen der Elastizitätstheorie, in denen die elastischen Konstanten c_{hk} und die elastischen Moduln s_{hk} vorkommen. Es ergeben sich dann zuletzt für 2) die Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} -P_1 &= d_{11} X_x + d_{12} Y_y + d_{13} Z_z + d_{14} Y_z + d_{15} Z_x + d_{16} X_y \\ -P_2 &= d_{21} X_x + d_{22} Y_y + d_{23} Z_z + d_{24} Y_z + d_{25} Z_x + d_{26} X_y \\ -P_3 &= d_{31} X_x + d_{32} Y_y + d_{33} Z_z + d_{34} Y_z + d_{35} Z_x + d_{36} X_y \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

Darin bezeichnen d_{ik} die piezoelektrischen Moduln, die durch das Experiment gefunden werden. Die Größen d stehen mit den Größen e, s und c durch die Gleichungen in Beziehung:

$$d_{ik} = \sum_k e_{ih} s_{hk}; \quad e_{ih} = \sum_k d_{ik} c_{hk} \ \ldots h \text{ und } k = 1 \ldots 6 \qquad (4)$$

Die Gleichungen 3) vereinfachen sich im allgemeinen sehr wesentlich, da man es im Experiment meist so einrichten kann, daß der Druck nur in einer bestimmten Richtung wirkt. Es zeigt sich, daß z. B. bei Quarz die Größen d_{ik} bzw. e_{ih} bis auf je zwei Werte gleich Null werden.

e) Piezoelektrische Eigenschaften von Quarz und Seignettesalz.

Uns werden in den folgenden Abschnitten hauptsächlich die Verwendungsmöglichkeiten von Quarz und rechtsweinsaurem Kalium-Natrium (auch Seignettesalz oder Rochellesalz genannt) beschäftigen. Es sollen ihre Eigenschaften daher hier kurz besprochen werden.

a) Quarz: Der Quarz kristallisiert in der trigonalen-trapezoedrischen Klasse des trigonalen Kristallsystemes. Ein Bild des Kristalles und ein Querschnitt senkrecht zur Z-Achse, d. h. der kristallographischen Hauptachse ist in Fig. 1 gezeichnet. Der Kristall besitzt eine dreizählige Hauptachse (Z-Achse, optische Achse) und drei zweizählige Nebenachsen, die gleichzeitig polar sind. Die drei Nebenachsen sind die piezoelektrisch wirksamen Achsen. Eine Achse fällt in der gewählten Orientierung mit der X-Achse zusammen, die beiden anderen schneiden diese unter $+120°$ bzw. $-120°$. Die Durchstoßpunkte der Achsen sind abwechselnd mit + oder — bezeichnet zum Kennzeichen dessen, daß bei gleicher mechanischer Beanspruchung in



Richtung der betreffenden Achse eine normal zu ihr orientierte Kristallfläche sich positiv oder negativ aufladen würde.

Eine Beanspruchung in Richtung der optischen Achse (Z-Achse) bringt keine Aufladung irgendeiner Fläche hervor.

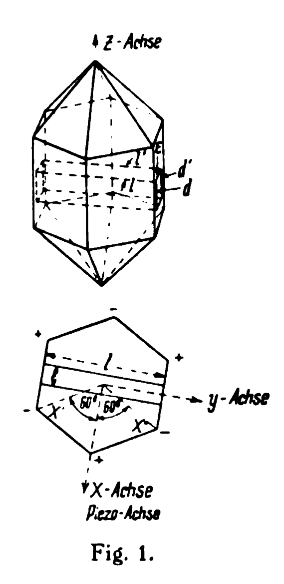


Fig. 1.

Aus dem Kristall sei ein Kristallstab in der eingezeichneten Art und Weise herausgeschnitten: Längsrichtung l parallel y; Höhe $d \parallel Z$-Achse; Dicke $\varepsilon \parallel X$-Achse, die wiederum parallel zu einer elektrischen Achse des Kristalles verlaufe.

α) Direkter piezoelektrischer Effekt.

1. longitudinaler Effekt: Kompression in Richtung der Y-Achse ladet die beiden normal zu X liegenden Flächen $d\,l$ und $d'\,l'$ positiv bzw. negativ auf.

2. transversaler Effekt: Dilatation in Richtung der Y-Achse ladet die beiden normal zu X liegenden Flächen $d\,l$ und $d'\,l'$ positiv bzw. negativ auf.

3. Dilatation im Falle 1. und Kompression im Falle 2. bewirken eine Umkehrung der Vorzeichen.

β) Reziproker piezoelektrischer Effekt.

1. longitudinaler Effekt: Positive Ladung auf Fläche $d\,l$ und negative Ladung auf $d'\,l'$ dilatiert den Kristall in Richtung der X-Achse.

2. transversaler Effekt: Dieselben Ladungen wie unter β) 1. komprimieren den Stab in Richtung der Y-Achse.

Der Kristallstab kann mit seinen Flächen $d\,l$ bew. $d'\,l'$ selbstverständlich auch senkrecht zu einer der anderen beiden Nebenachsen X' und X'' orientiert werden.

Für die piezoelektrischen Konstanten e und für die Moduln d des Quarzes ergibt sich:

$$e_{11} = -e_{12} = -e_{26}; \quad e_{25} = -e_{14}; \tag{5}$$

$$d_{11} = -d_{12} = -\frac{1}{2} d_{26}; \quad d_{25} = -d_{14}; \tag{6}$$

Alle anderen Größen sind gleich Null, da in Richtung der optischen Achse keine Erregung möglich ist. Die Gleichungen (2) und (3) reduzieren sich daher auf:

$$\left.\begin{aligned} P_1 &= e_{11} x_x + e_{12} y_y + e_{14} y_z \\ P_2 &= e_{25} z_x + e_{26} x_y \\ P_3 &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

bzw.

$$\left.\begin{aligned} -P_1 &= d_{11} X_x + d_{12} Y_y + d_{14} Y_z \\ -P_2 &= d_{25} Z_x + d_{26} X_y \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Man kann bei den experimentellen Anordnungen die Verhältnisse meist so wählen, daß die Scherungsgrößen Y_z, Z_x und X_y zu vernachlässigen sind. Dies tut z. B. W. G. Cady [10]) in seiner Hauptarbeit über die piezoelektrischen Resonatoren. Dann bleibt schließlich übrig:

$$P_1 = e_{11} x_x + e_{12} y_y \tag{9}$$

$$-P_1 = d_{11} X_x + d_{12} Y_y \tag{10}$$

In diesen beiden Gleichungen bezieht sich der erste Term auf den longitudinalen Effekt (Deformation bzw. Druck in der X-Richtung), und der zweite Term auf den transversalen Effekt (Deformation bzw. Druck in der Y-Richtung).

Nach Voigt [11]) haben die Konstanten folgende Werte (aus den Resultaten verschiedener Beobachter gemittelt):

$$\begin{aligned} e_{11} &= -4{,}77 \cdot 10^4; \quad e_{14} = -1{,}23 \cdot 10^4 \\ d_{11} &= -6{,}36 \cdot 10^{-8}; \quad d_{14} = +1{,}69 \cdot 10^8 \end{aligned} \quad \text{in c. g. s.} \tag{11}$$

Aus der Gleichung (10) berechnet sich die durch den Gesamtdruck Γ parallel der X- bzw. Y-Achse auf der Oberfläche $l\,d$ des in Fig. 1 gezeichneten Parallelepiped freiwerdenden Elekrizitätsmengen q zu

$$q_1 = P_1' \cdot l\,d = -d_{11} \cdot \Gamma \text{ (Druck } \Gamma \parallel x\text{-Achse)} \tag{12}$$

$$q_2 = P_1'' \cdot l\,d = +d_{12} \cdot \Gamma \frac{l \cdot d}{d \cdot \varepsilon} \text{ (Druck } \Gamma \parallel y\text{-Achse)} \tag{13}$$

da $\quad X_x \cdot l\,d = Y_y \cdot d\,\varepsilon = \Gamma$ ist.

In gleicher Weise läßt sich nach (9) durch Anlegung einer Potentialdifferenz V an die beiden leitend gemachten Flächen $l\,d$ bzw. $l'\,d'$ die Dilatation in der X- bzw. Y-Richtung berechnen:

$$\delta = V \cdot d_{11} \text{ (long. Effekt)} \tag{14}$$

$$\delta = V \cdot d_{12} \frac{l\,d}{d\,\varepsilon} \text{ (trans. Effekt)} \tag{15}$$

Es ergibt sich z. B., daß 3000 Volt nach (11) und (14) nur eine Dilatation von $6{,}36 \cdot 10^{-7}$ cm hervorbringen.

b) Rechtsweinsaures Natrium-Kalium kristallisiert in der bisphenoidischen Klasse des rhombischen Systems.

In Fig. 2 ist ein Seignettesalzkristall im Querschnitt senkrecht zur kristallographischen Hauptachse und in

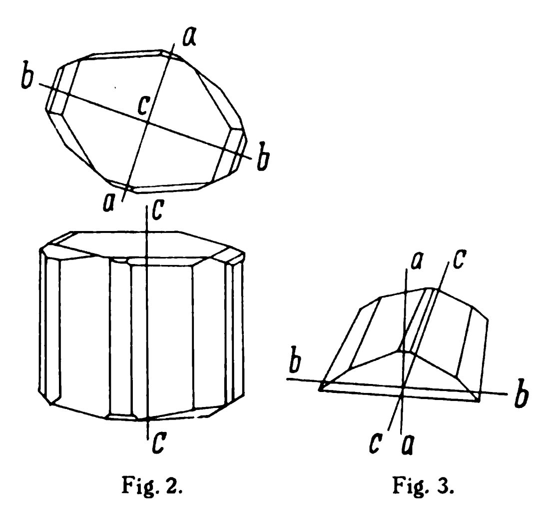


Fig. 2. Fig. 3.

einer Ansicht gezeichnet, in Fig. 3 ist der Kristall in der Form abgebildet, in der er hauptsächlich durch Züchtung gewonnen wird. In piezoelektrischer Hinsicht liegen die Dinge wesentlich komplizierter als beim Quarz.

Nicolson [12]), der sich wohl als erster mit der praktischen Ausnutzung der piezoelektrischen Eigenschaften

dieser Kristalle beschäftigt hat, versieht zwei, durch die a- und b-Achsen gebildeten Basisebenen des Kristalles in Fig. 3 mit je einer Elektrode, die er mit einander verbindet, während eine dritte Elektrode um die Mitte des Kristalles gelegt wird (Fig. 4). Durch Druck in Richtung der c-Achse

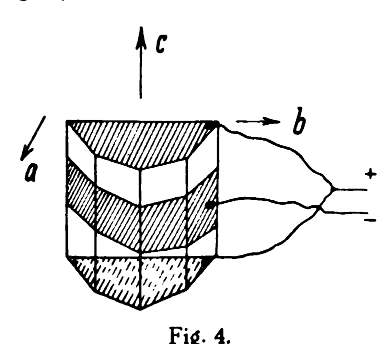


Fig. 4.

oder Torsion um diese Achse wird die obere und untere Elektrode gleichnamig, die Gürtelelektrode entgegengesetzt geladen. Der direkte wie reziproke Piezoeffekt durch Torsion ist wesentlich stärker als der durch axialen oder diagonalen Druck hervorgerufene. Besonders gut zeichnen sich in dieser Hinsicht die künstlichen Kristalle aus. Derartige mit Elektroden versehene Kristalle finden als Resonatoren und Oszillatoren hauptsächlich im Gebiet der Sprachfrequenzen ihre Anwendung.

In mechanischer und zum Teil auch elektrischer Hinsicht steht das Seignettesalz dem Quarz viel nach. Es treten Ermüdungs-, Leitungs- und Hysteresiserscheinungen auf, die zum Teil noch nicht geklärt sind. Es muß in dieser Hinsicht auf die Arbeiten von Valasek[13]), Frayne[14]) und Scott[15]) verwiesen werden.

Nach Pockels ergaben sich für die piezoelektrischen Moduln folgende Werte:

$$\left.\begin{array}{ll} d'_{11} & \text{etwa } 1000 \cdot 10^{-8} \\ d'_{25} & -165 \cdot 10^{-8} \\ d'_{36} & +35{,}4 \cdot 10^{-8} \end{array}\right\} \text{c. g. s.}$$

Die piezoelektrischen Eigenschaften dieses Salzes sind demnach bedeutend günstiger als die des Quarzes.

II.

Der piezoelektrische Resonator.

a) Resonator von Langevin.

Es wurde im einleitenden Teil erwähnt, daß schon kurz nach der Entdeckung der Piezoelekrizität von den beiden Curies der reziproke Effekt, d. h. die Formänderung eines Quarzes im statischen elektrischen Feld gefunden wurde.

Der erste, der ein elektrisches Wechselfeld verwandt hat, um den Quarz hierdurch in erzwungene elastische Schwingungen zu versetzen, scheint Langevin[16]) gewesen zu sein. Er hat bereits im Jahre 1917 einen Unterwasserschallapparat zur Echolotung vorgeführt, der darauf beruht, daß eine Quarzplatte durch eine hohe elektrische Wechselspannung in elastische Resonanzschwingungen zur Aussendung intensiver Druckwellen gebracht wird. Sir E. Richardson scheint in gleicher Weise die Verwendung des reziproken Piezoeffektes ins Auge gefaßt zu haben, ohne jedoch zum Experiment überzugehen.

Die Anordnung des Langevinschen Resonators ist in Fig. 5 mit der Orientierung zum Kristall gezeichnet. A, A' sind zwei 3 cm dicke Stahlplatten, die an der schraffiert gezeichneten 100 cm² großen Quarzplatte von einigen Millimetern Dicke befestigt sind. Ihnen wird gleichzeitig als Belegungen des Quarzes die Wechselspannung zugeführt. Im Falle der Resonanz schwingt das ganze System in Richtung der Pfeile p, wobei die Eigenfrequenz durch die Massen und elastischen Konstanten des Stahles und des Quarzes bestimmt werden. In diesem Falle wird beim Senden der nichthörbaren Schallwellen von etwa 40 000 Perioden/sec. der longitudinale reziproke Effekt (Deformation in Richtung der X-Achse) der Piezoelektrizität ausgenützt.

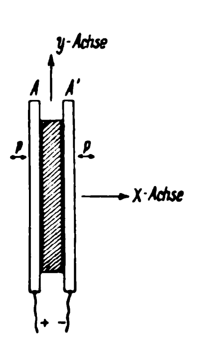


Fig. 5.

Dieselbe Quarzzelle kann natürlich auch als Empfänger benützt werden, in dem die auftreffenden Schall (Druck)-Wellen einen Resonator gleicher Eigenfrequenz zu elastischen Schwingungen erregen, so daß infolge der elastischen Deformationen auf Grund des direkten Effektes an den Belegungen Wechselspannungen erzeugt werden. Diese Spannungen können in der üblichen Weise verstärkt und durch Überlagerung wahrnehmbar gemacht werden.

Im Falle der Resonanz ist zur Ausstrahlung von 1 Watt Druckenergie pro Quadratzentimeter Oberfläche eine Spannung von 2500 Volt notwendig, während bei einer nicht armierten Quarzplatte gleicher Größe außerhalb der Resonanz ca. 60 000 Volt erforderlich sein würden.

George W. Pierce[17]) verwendet ebenfalls piezoelektrische Quarzplatten und -Stäbe zur Erzeugung von Schallwellen im nichthörbaren Bereich. Über seine Arbeit soll näher im Kapitel der Oszillatoren gesprochen werden. Nicolson[12]) benützt Rochellesalz zur Erzeugung hörbarer Frequenzen, über seine Anordnung wurde auf Seite 4 schon berichtet.

b) Experimentelle Grundlagen der Quarzresonatoren.

1. Wird nach Fig. 1 ein Quarzstab aus dem Kristall herausgeschnitten und gemäß Fig. 6 zwischen zwei Plattenelektroden als Belegungen der normal zur X-Achse (Piezoachse) verlaufenden Fläche gebracht, so gerät der Stab bei Anlegung einer Wechselspannung an die Elektroden in mechanische Schwingungen.

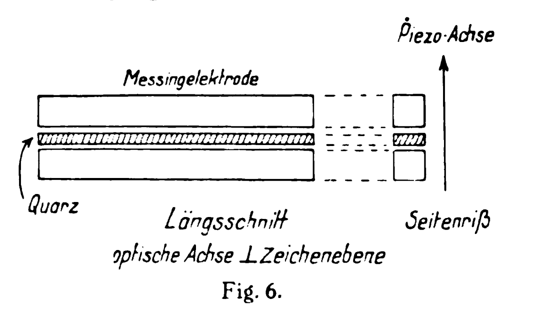


Fig. 6.

Es ist das Verdienst von W. G. Cady, die Anwendung dieser Quarzstäbe zu Resonatoren und Oszillatoren in der Hochfrequenz erkannt zu haben. Er entwickelt in seiner Arbeit: The Piezo-Electric Resonator[10]) eine Theorie dieser

Schwingungen und gibt die Mittel an, die Resonanz zwischen elektrischen und elastischen Schwingungen zu erkennen.

2. Longitudinalschwingungen der Stäbe. Ein Stab der in Fig. 6 gezeichneten Form kommt bei periodischer Kompression und Dilatation durch das elektrische Feld dann in stehende longitudinale Eigenschwingungen, wenn die elektrische Schwingungsdauer mit der mechanischen Schwingungsdauer übereinstimmt. Dabei können zwei Möglichkeiten eintreten:

α) Resonanz mit der Schwingungsdauer T_1 des in Richtung der elektrischen Achse (= X-Achse) schwingenden Stabes; longitudinaler Effekt.

β) Resonanz mit der Schwingungsdauer T_2 des in Richtung der Stablängsachse schwingenden Stabes; transversaler Effekt.

Die elastische Schwingungszahl läßt sich aus der Dichte = 2,65; dem Elastizitätsmodul = $7{,}9 \cdot 10^{11}$ cm $^{-1}$g sec.$^{-2}$ bzw. aus der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Druckes im Stab gleich 545 000 cm/sec.$^{-1}$ berechnen. Ist l die Länge des Quarzstabes in Zentimetern in Richtung der x- oder y-Achse, so ergibt sich:

$$n = \frac{545\,000}{2\,l} \sec^{-1} \tag{16}$$

Für die Wellenlänge der mit dieser Frequenz n in Resonanz befindlichen elektrischen Schwingungen ergibt sich daraus die angenäherte Beziehung:

$$\lambda \approx 1{,}1 \cdot 10^5\, l \text{ cm}$$
$$\lambda_m \approx 110 \cdot l_{mm} \tag{17}$$

Die Quarzstäbe werden im allgemeinen so geschnitten, daß die Dimension in Richtung der elektrischen Achse klein gegen die in Richtung der y-Achse (Längsachse) ist, so daß beide Grundschwingungen T_1 bzw. T_2 sich wesentlich von einander unterscheiden.

Cady[18]) glaubt für Quarzplatten noch eine dritte Grundfrequenz gefunden zu haben, deren Schwingungsrichtung gleichfalls parallel der X-Achse (long. Effekt) verläuft. Für sie soll die Beziehung gelten:

$$\lambda_m = 150\, L_{mm}$$

Wahrscheinlich wird der Faktor 150 durch komplizierte Körperschwingungen bestimmt.

3. Oberschwingungen: Der Quarzstab kann durch passende Wahl der elektrischen Frequenz zu Oberschwingungen angeregt werden. Bezeichnen wir die Ordnungszahlen der einzelnen Harmonischen — die Grundfrequenz mit eingeschlossen — mit $k = 1, 2, 3 \ldots\ldots$, so gilt für die Wellenlänge:

$$\lambda_{(k)\,m} \approx 110 \cdot \frac{l_{mm}}{k} \tag{18}$$

Dabei ist zu bemerken, daß im allgemeinen die Harmonischen infolge der endlichen Dicke der Stäbe keine rein harmonischen mehr sind. Die Oberwellen werden um einen umso größeren positiven Betrag von der harmonischen Beziehung abweichen, je höher die Ordnungszahl ist. Bereits Pierce[19]) hat auf diese Tatsache hingewiesen. Wir können aus Messungen von Giebe und Scheibe[21]) (Tab. I) ersehen, daß die Abweichungen bei den höheren Harmonischen in die Prozente gehen.

In Fig. 7 ist die Verteilung der Geschwindigkeit, des Druckes und der Ladung an einem mit der 3. Oberschwingung schwingenden Stab gezeichnet.

4. Formen der Anregungselektroden: Mit der in Fig. 6 wiedergegebenen ursprünglichen Anordnung der Elektroden längs des ganzen Stabes ist nur die Anregung der ungeradzahligen Harmonischen: 1 n_0, $3n_0$, $5n_0$ . . . möglich. Zur Erzielung der geradzahligen Harmonischen ist unsymmetrische Anordnung notwendig, wie sie von Giebe und Scheibe[20]) dadurch erreicht wird, daß z. B. nach Fig. 8

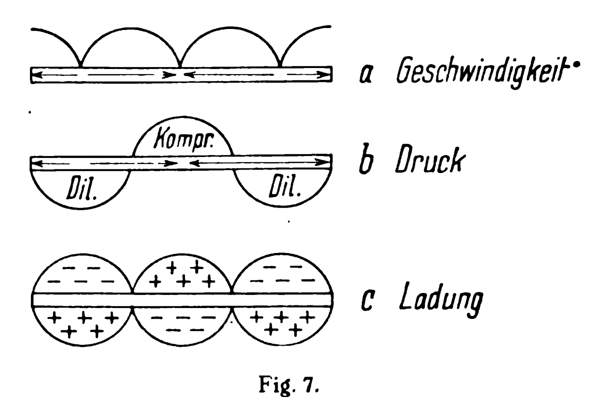


Fig. 7.

für 2 n_0 (2. Harmonische) die Elektroden der Fig. 6 halbiert werden. Die Elektroden gleichen Vorzeichens sind miteinander zu verbinden. Für die 14. Oberschwingung kämen also 14 Elektrodenpaare in Anwendung.

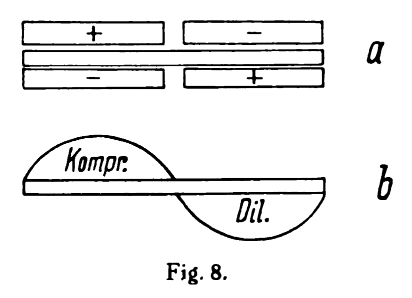


Fig. 8.

Man kann sich diese Maßnahmen dadurch erleichtern, daß man mit einem Elektrodenpaar, dessen Länge höchstens gleich $\lambda/2$ der betreffenden Oberwelle ist, den Stab dort erregt, wo ein Deformationsbauch sich befindet. In der Anordnung nach Fig. 8 könnte also für Anregung von $2n_0$ das linke oder rechte Elektrodenpaar weggelassen werden.

Eine Erklärung dieser Erscheinung ist von den beiden Autoren gegeben worden. Würde man sich die Druckverteilung z. B. der 2. Oberwelle aufzeichnen, so erhielt man in einem bestimmten Augenblick eine solche gemäß Fig. 8 b. Befände sich auf jeder Stabseite nach Fig. 6 nur eine einzige ihre ganze Länge bedeckende Elektrode, so müßte dasselbe elektrische Feld an zwei verschiedenen Stabhälften Kompression bzw. zugleich Dilatation hervorbringen, was unmöglich ist. Ähnlich liegen die Verhältnisse bei den anderen geradzahligen Harmonischen.

Die ungeradzahligen sind dagegen anregbar, da sich bei diesen nach Fig. 7c alle Halbwellen gegenseitig bis auf eine einzige aufheben. Die Anregung geschieht dann so, als ob nur eine Elektrodenlänge von $\lambda/2$ verwendet wird.

c) Feststellung der Resonanz.

1. Akustische Methoden.

α) Der Quarzkondensator wird nach Cady[10]) parallel zum Abstimmkondensator eines Röhrensenders gelegt, mit dem induktiv ein Niederfrequenzverstärker mit Detektor und Telefon gekoppelt wird. (Fig. 9.) Ändert man jetzt die Frequenz des Senders durch kontinuierliches Drehen des Drehkondensators, so ist dann, wenn die Senderfrequenz von höheren oder niederen Werten her durch die Eigenfrequenz des Kristallstabes geht, im Telefon ein kurzer Klang, von Cady „click“ genannt, zu hören. Der Moment des Ein-



tretens dieses Schwebungstones ist angenähert maßgebend für die Resonanz.

Cady leitet das Entstehen des Tones ganz allgemein aus der Rückwirkung des im Resonanzfall sehr stark schwingenden Kristallstabes auf den Sender ab. Giebe und Scheibe[5]) erklären ihn z. T. daraus, daß der äußerst wenig

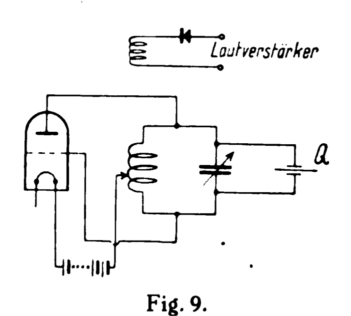


Fig. 9.

gedämpfte Stab nach Erreichung der Resonanz bei schneller Weiterdrehung des Kondensators, d. h. schneller Weiterveränderung der Frequenz, langsam mit seiner Eigenschwingung abklingt. Infolge des direkten Piezooffektes erzeugt der Quarz nun seinerseits Schwingungen, die sich mit der inzwischen veränderten Senderfrequenz zu einem Schwebungston überlagern. Daher ist es erklärlich, daß bei sehr langsamer Frequenzänderung kein Schwebungston hörbar wird, da dann der Quarz Zeit hat, sich auf die erzwungenen Schwingungen einzustellen. Daraus ist andrerseits aber auch verständlich, daß der Schwebungston immer erst dann hörbar wird, wenn die Resonanzstellung des Senderkondensators schon überschritten ist.

β) Parallel zum Abstimmkondensator der im übrigen ungeänderten Schaltung nach Fig. 9 kann mit Hilfe eines Schlüssels eine sehr kleine Kapazität geschaltet werden. Ist nun die Senderfrequenz nahezu schon auf die Eigenschwingung des Quarzstabes abgestimmt, so wird bei Zuschaltung der Hilfskapazität ein Ton hörbar, der ein scharfes Maximum an Lautstärke erreicht, wenn durch das Zuschalten der Kapazität Resonanz zwischen Senderfrequenz und elastischer Frequenz entsteht.

γ) Der Quarzkondensator ist parallel zum Abstimmkondensator eines nicht rückgekoppelten Empfängers, dessen Gitterkreis auf die Quarzfrequenz angenähert abgestimmt ist, geschaltet (Fig. 10). Mit dem Gitterkreis ist ein Sender gekoppelt, dessen Frequenz kontinuierlich geändert wird,

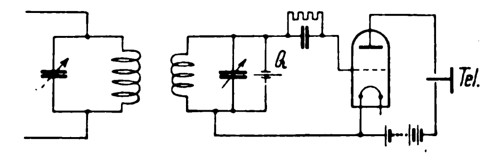


Fig. 10.

bis Eigenfrequenz des Quarzes und Senderfrequenz übereinstimmen. Dann soll nach Cady[10]) ein Schwebungston (!) entstehen. Es ist zweifelhaft, ob Cady einen länger anhaltenden „click" nach α) oder einen Dauerton meint. Eine Erklärung, wie letzterer zustande kommen könnte, wird nicht gegeben.

δ) Das unter α) beschriebene akustische Verfahren ist von Giebe u. Scheibe[5]) zu einer Methode zum Nachweis der Piezoelektrizität an Kristallen ausgearbeitet worden. Die zu untersuchenden Kristalle werden in Kristallsplitter von Millimetergröße zerschlagen und zwischen die Platten eines festen Kondensators gebracht. Wird dieser Kondensator nach Fig. 9 mit dem Schwingungskreis eines Senders verbunden, so wird bei langsamer Änderung der Senderwelle zwischen etwa 50—1000 m im Telefon ein rasselndes Geräusch gehört, wenn die Kristalle piezoelektrisch sind. Die Ursache ist darin zu suchen, daß von dem Kristallpulver eine größere Anzahl von Kriställchen immer richtig zum elektrischen Feld orientiert ist. Hat dieses Feld eine Frequenz, die mit einer der Kristall-Eigenfrequenzen übereinstimmt, so entsteht im Telefon ein akustischer Ton, dessen Summe das Rasselgeräusch hervorbringt. Mit dieser Methode wurde die Piezoelektrizität an den auf Seite 16 aufgezählten Kristallen nachgewiesen.

d) Absorptionsmethode. Frequenznormal.

1. Die Ungenauigkeit beim Einstellen eines Senders auf die Resonanzfrequenz eines Kristalles mittels der vorherbeschriebenen akustischen Methoden ist zu groß, als daß sie bei exakten Frequenzmessungen brauchbar sind.

Cady[10]) gibt daher eine Methode an, die Willkürlichkeiten ausschaltet; das Schaltungsschema ist in Fig. 11 gezeichnet. L_1 ist die Koppelspule des auf die Quarzfrequenz

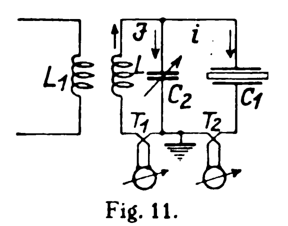


Fig. 11.

abzustimmenden Senders. Der Quarzkondensator C_1 liegt parallel zum Abstimmungskondensator C_2 eines aus L und C_2 gebildeten Zwischenkreises. Die Eigenfrequenz dieses Zwischnkreises ist so gewählt, daß die Quarzfrequenz mindestens innerhalb der Breite der durch die Dämpfung des Kreises bedingten Resonanzkurve liegt. (Wir haben gesehen, wie man annähernd die Eigenfrequenz des Quarzes berechnen kann; andrerseits ist es ja auch durch die akustischen Methoden möglich, die Resonanzfrequenz für diesen Zweck genügend genau zu bestimmen.) Ist der Zwischenkreis in der verlangten Art und Weise eingestellt, und ändert man jetzt langsam die Senderfrequenz, so erhält man eine Resonanzkurve für LC_2, die die in Fig. 12 gezeichnete Form hat. (Abszisse: Senderfrequenz; Ordinate: Strom I (T_1) im Zwischenkreis.)

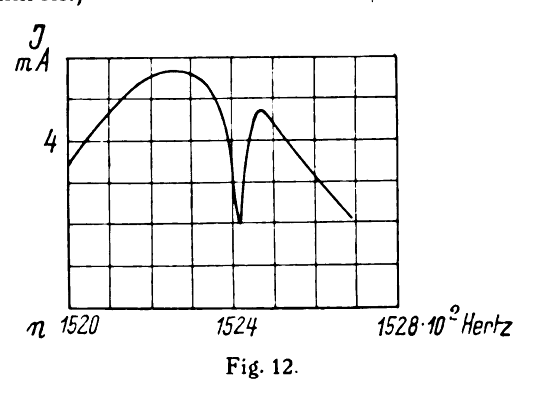


Fig. 12.

Die I-Kurve hat ein ausgeprägtes Minimum dort, wo Resonanz zwischen Sender- und Quarzfrequenz besteht. Die Absorption kommt daher, daß im Augenblick der Resonanz der Quarz wie ein zu C_2 parallel geschalteter rein ohmischer Widerstand wirkt. Dieser Widerstand[18]) betrug z. B. bei einem Stab, dessen kapazitiver Widerstand eine ungefähre Größe von 400 000 Ω hatte, im Resonanzfall 20 000 Ω.

2. Die Einsenkung der Resonanzstelle ist bei der Grundschwingung außerordentlich scharf. Das Einstellen eines Senders auf das Minimum dieser Stelle kann mit einer Genauigkeit von einigen Zehntausendstel erfolgen. Da die Konstanz eines solchen Quarzresonators außerordentlich groß ist (s. S. 23), so ist dieser nach einer einmaligen Eichung als Frequenznormal anwendbar. Man hat also jederzeit eine bis auf einige Zehntausendstel genau definierte Normalwelle, wenn man einen Sender nach der Absorptionsmethode auf die Quarzresonanz einstellt.

Über Nachteile dieser Methode für die praktische Anwendung soll später gesprochen werden.

e) Sichtbarmachung der hochfrequenten Longitudinalschwingungen piezoelektrischer Kristallstäbe.

1. Die Übereinstimmung zwischen Quarzfrequenz und Senderfrequenz kann nach Giebe u. Scheibe[20]) durch leuchtende Entladungen, die im Vakuum vom Kristallstab selbst ausgehen, direkt sichtbar gemacht werden. Zu diesem Zweck wird der Quarzstab in der nach Fig. 6 für die Grundschwingung und ungeradzahligen Harmonischen und nach Fig. 8 z. B. für $2n_0$ angedeuteten Art und Weise zwischen Metallelektroden in ein Vakuum von etwa 10—15 mm gebracht. Zwischen einer Quarzfläche und der zugehörigen Elektrodenfläche muß im Gegensatz zur Cadyschen Anordnung notwenidigerweise je nach dem Gasdruck ein Abstand von etwa 0,5—10,0 mm bleiben.



Fig. 13.

Stimmt man den Sender auf die Quarzgrundfrequenz (n_0) ab, so zeigt sich bei Resonanz in dem Raum zwischen dem Stab und der um den obigen Abstand entfernten Elektrode eine scharf definierte Leuchterscheinung, die z. B. für

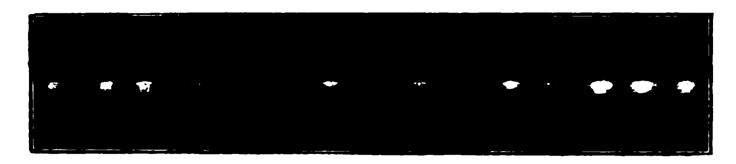


Fig. 14.

einen 100 mm langen Stab das in Fig. 13 nach einer photographischen Aufnahme wiedergegebene Aussehen in nahezu natürlicher Größe hat ($n_0 \sim$ 27 400 Hertz; $\lambda \sim$ 10 950 m). Fig. 15 gibt die 2 Oberschwingung eines 80 mm langen

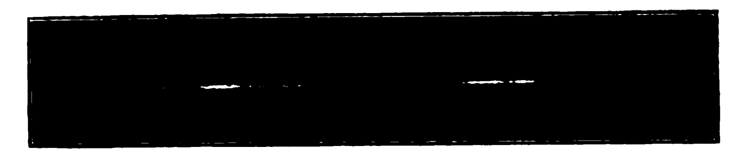


Fig. 15.

Quarzes ($2n_0 \sim$ 68 200 Hertz; $\lambda \sim$ 4400 m) und Fig. 14 die 15. Oberschwingung des 100 mm Quarzes ($15n_0 \sim$ 400 000 Hertz; $\lambda \sim$ 750 m) wieder.

Die zur Gasentladung notwendige Feldstärke wird sekundär durch den direkten Piezoeffekt hervorgebracht, da der Kristall primär unter Einwirkung des angelegten Wechselfeldes mittels des reziproken Effektes zu starken elastischen Längsschwingungen und damit verbundenen starken Kompressionen und Dilatationen angeregt wird.

Die Verteilung der Intensität der Gasentladung über die Länge des Stabes ist ein getreues Abbild der in ihm herrschenden Druckverteilung. Der Stab leuchtet am stärksten dort, wo ein Druckmaximum sich befindet. An den Deformationsknoten, die mit den Bewegungsbäuchen zusammenfallen, ist die sekundäre Feldstärke und mithin die Stärke der Gasentladung gleich Null.

Infolge der Phasenverschiebung zwischen erregendem und erregtem elektrischen Feld und der Phasenverschiebung zwischen den erregten Spannungsmaximis auf dem Quarzstab treten bei Anordnung nach Fig. 6 Kompliziertheiten im Entstehen und Vergehen der Leuchtstriche auf, die mittels Verwendung unterteilter Elektroden nach Fig. 8 vermieden werden können. Einen Einfluß auf die Resonanzschärfe haben sie jedoch nicht.

Der Resonanzpunkt, bei welchem die Leuchterscheinung ihr Maximum hat, ist bis auf etwa $\pm \,^1/_{10000}$ genau einstellbar.

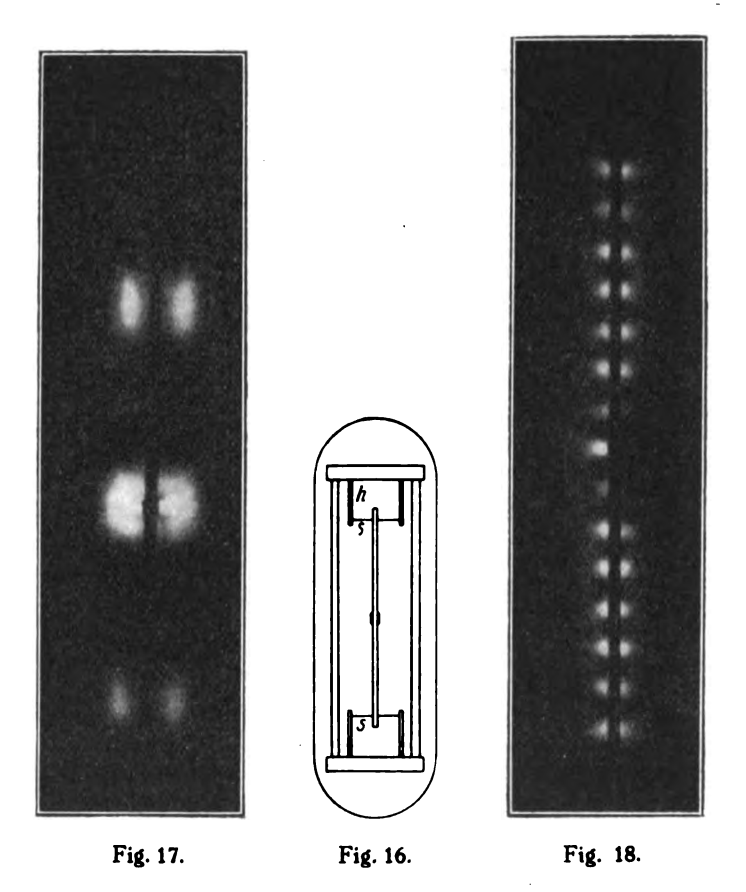


Fig. 17. Fig. 16. Fig. 18.

2. Diese Leuchterscheinung wird durch eine andere Anordnung der Elektroden nach einer neueren Arbeit der beiden Autoren[21]) in noch schönerer Art und Weise sichtbar gemacht. Das Hauptbestreben bei diesen Untersuchungen war darauf gerichtet, erstens bei einem Quarzstab mit derselben Elektrodenordnung möglichst viel Oberschwingungen, d. h. möglichst viele genau bestimmbare Wellenlängen zu erhalten und zweitens den Ungenauigkeitsbereich von etwa $\pm \,^1/_{10000}$ der Frequenz noch mehr einzuengen.

Zu diesem Zwecke ist die in Fig. 6 und 8 skizzierte Elektrodenanordnung verlassen und eine wesentlich verbesserte Form nach Fig. 16 gewählt worden. Der Quarzstab — in diesem Falle 80 mm lang — ist am oberen und unteren



Ende in vertikaler Lage an feinen Seidenfäden *ss* aufgehängt. Die Fadenhalter *h* sitzen an einem Metallgestell, das im Inneren eines Glasgefäßes montiert ist. Die Anregungselektroden sind in der Mitte des Stabes auf beiden Seiten desselben in einem wenige Zehntel mm betragenden Abstand von ihm angeordnet, wobei die zu ihnen führenden Zuleitungsdrähte senkrecht nach hinten verlaufen. Die Länge der Elektroden (in Richtung der Stablänge gemessen) beträgt mit Rücksicht auf die Anregbarkeit möglichst vieler hoher Oberwellen nur 2 mm.

Da sich keine weiteren Metallflächen in der Nähe des Quarzstabes befinden, so kann sich im Gegensatz zu früher von beiden Kristallflächen die Glimmentladung ausbreiten. Als Gasfüllung wird Neon von einigen Millimetern Druck verwandt.

In den Fig. 17 und 18 sind die Photographien der 3. und 15. Oberschwingung des Stabes abgebildet. In der Mitte, wo sich die Elektroden befinden, ist die Leuchterscheinung etwas gestört. Der Stab kann mit seinen ungeradzahligen Harmonischen von $1 n_0$ bis $21 n_0$ angeregt werden. Die dazu notwendige Wechselspannung beträgt 30—100 Volt.

Die Frequenz ist mit einer Sicherheit von einigen Hunderttausendsteln auf das Maximum der Leuchterscheinung einstellbar. Der Frequenzbereich, innerhalb dessen das Leuchten bestehen bleibt, beträgt bei den kleinsten Anregungsspannungen etwa ± 0,05‰ beiderseits der maximalen Leuchtstärke.

Werden die Elektroden etwas außerhalb der Mitte am Stab angelegt, so sind außerdem noch die meisten geradzahligen Harmonischen anregbar.

In der Tab. 1 sind die mit dem Stab von 80 mm Länge gegebenen Wellenlängen zusammengestellt. Die letzte Spalte gibt gemäß dem auf Seite 19 Gesagten die relative Abweichung der gemessenen Frequenz von dem entsprechenden ganzzahligen Vielfachen der Grundfrequenz n_1 wieder.

Tabelle I.

Ordnungszahl	Wellenlänge	Frequenz-Hertz	$\Delta n : \varepsilon \cdot n_1$ ‰
1	8 805,00	34 054,5	0
3	2 935,68	102 140	— 0,23
5	1 761,58	170 216	— 0,33
7	1 256,50	238 640	+ 1,08
9	979,46	306 140	— 1,15
11	803,85	373 005	— 4,25
13	678,54	441 905	— 1,82
15	589,39	508 745	— 4,06
19	465,69	643 885	— 4,88
21	423,46	708 095	— 9,86

Man erkennt aus der Tabelle, daß die Wellenlänge relativ mit wachsender Ordnungszahl zunimmt.

Eine für genaue Sendereinstellung im praktischen Betrieb geeignetere Ausführungsform ist in Fig. 19 wiedergegeben. Dieser Resonator*) für eine Welle von 505 m hat eine Länge von 4,6 mm, er wird in seiner Grundwelle erregt und diente zur Steuerung des Witzlebener Senders. Die Empfindlichkeit ist so gewählt, daß der Leuchtbereich innerhalb eines Zehntausendstels liegt.

Für manche Zwecke ist es vorteilhaft, mehrere um einige Zehntausendstel abgestufte Leuchtresonatoren parallel zu schalten, so daß hierdurch der Bereich der Frequenzschwankungen sichtbar gemacht werden kann. (Zungenfrequenzmesser für Hochfrequenz.)

*) Resonatoren nach diesem Prinzip werden von der Firma Radio-Frequenz, Berlin-Friedenau in den Handel gebracht.

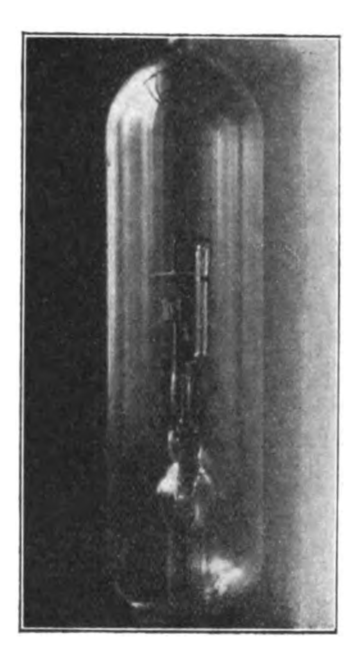


Fig. 19.

III.

Die Verwendung der Quarzresonatoren als Frequenzstandard, Stahlresonatoren, Konstanz.

Nach dem Vorhergesagten stellen die Quarzresonatoren infolge der außerordentlichen Resonanzschärfe Frequenznormale höchster Genauigkeit dar.

Die Feststellung der Resonanz kann am genauesten entweder nach der Absorptionsmethode von Cady oder der Leuchtmethode von Giebe u. Scheibe erfolgen.

Cady gibt für seine Methode eine Genauigkeit bis auf 1—2 Zehntausendstel an; die Genauigkeit nach der Leuchtmethode ist wesentlich größer, das Einstellen auf maximale Leuchtstärke ist bis auf einige Hunderttausendstel genau.

Der Vorteil der Leuchtmethode ist ein zweifacher: 1. das Frequenznormal gibt ohne weiteres Hilfsinstrument und ohne abgestimmten Resonanzkreis durch einfach aperiodische induktive, galvanische oder elektrische Kopplung mit dem Sender die Resonanz an; 2. aus der Leuchtfigur (Anzahl der Leuchtstriche) ist die eingestellte Frequenz ohne Frequenzmesser ablesbar.

Die Methode nach Cady erfordert ein empfindliches Meßinstrument und zu mindestens für die höheren Harmonischen einen sehr gut konstanten Zwischenkreis.

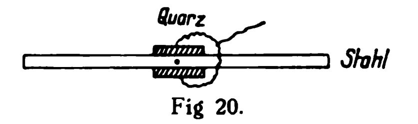


Fig 20.

Während des Betriebes eines Meßsenders oder Rundfunksenders gibt das Leuchten eines oder mehrerer Quarze eindeutig an, wie die Frequenz des Senders sich verändert. Die Absorptionskurve hingegen ist mehrdeutig, ein bestimmter Ausschlag bei Schwankung des Senders kann zu vier verschiedenen Senderfrequenzen gehören. Nach Fig. 12 gehören z. B. zum Ausschlag 4 m A des Galvanometers vier verschiedene Frequenzen. Der Sender kann sich also auch außerhalb des Absorptionsminimums befinden. Es ist also

zu mindestens unbequem ein Resonanzinstrument zur Einstellung auf Stromminimum oder Stromnull zu verwenden.

2. Stahlresonatoren: Quarzstäbe sind kaum länger als 10—14 cm erhältlich. Für Wellen länger als 10 km benützt daher Cady[10] [18]) Stahlresonatoren. An den Stahlstab werden nach Fig. 20 zwei Quarzplättchen mit Schellack angeklebt. Der Stab bildet die eine Belegung, während die beiden Plättchen außen mit Staniol beklebt und parallelgeschaltet die andere Belegung bilden. Die Quarze müssen so orientiert sein, daß sie Oberflächen gleicher Polarität dem Stahl zu wenden. Der Stahlstab wird durch die erzwungenen Schwingungen der Plättchen bei Resonanz zu stehenden Longitudinalschwingungen angeregt. Für eine Welle von 10 km waren die Dimensionen des Stabes 95×9×3 mm, die der Quarzplättchen 10×9×1 mm.

3. Die Konstanz der Resonatoren hängt vom Temperaturkoeffizient des Resonators und dem Abstand zwischen den Elektroden und Quarz ab.

a) Genauere Untersuchungen über den Temperaturkoeffizienten sind von Powers[22]) ausgeführt worden. Er benützte eine Versuchsfrequenz von 91 000 Hertz und fand für den transversalen Effekt zwischen 20° und 100° C für 1° C Temperaturanstieg eine Abnahme der Frequenz um $5 \cdot 10^{-6}$; für den longitudinalen Effekt[18]) ist die Frequenzabnahme etwa $20 \cdot 10^{-6}$.

Der Temperaturkoeffizient der Stahlresonatoren beträgt nach Cady[18]) ungefähr das 5fache desjenigen der Quarzresonatoren beim transversalen Effekt.

β) Einen viel unangenehmeren Einfluß auf die Veränderlichkeit der Quarzfrequenz übt der Luftzwischenraum zwischen dem Quarz und den Plattenelektroden aus. Cady[10]) fand, daß die Frequenz um 0,6% anstieg, wenn die eine Elektrode fast gänzlich entfernt wurde. Je enger der Luftraum ist, um so mehr müssen sich Entfernungsschwankungen infolge Temperaturänderungen der Elektroden und des Quarzes bemerkbar machen. Die in Fig. 16 gegebene Anordnung nach Giebe u. Scheibe hat daher den wesentlichen Vorteil, daß infolge des völligen Fehlens der Elektroden längs des größten Teils des Stabes keine Entfernungsänderungen möglich sind.

Cady glaubte den Einfluß des Luftraumes auf die Frequenz in der entpolarisierenden Wirkung des von dem Quarz ausgehenden elektrischen Feldes suchen zu können.

IV.

Piezoelektrische Stabilisatoren und Oszillatoren.

A. Stabilisatoren.

a) Rückwirkung des Piezoquarzes auf einen Schwingungskreis.

Die Rückwirkungen eines nach Fig. 11 an einen Schwingungskreis angeschlossenen schwingenden Quarzes auf die Betriebskapazität sind von Cady[10]) unter Benutzung einer von ihm[23]) aufgestellten Theorie über Längsschwingungen von Stäben experimentell und theoretisch näher untersucht worden.

1. In Fig. 21 ist als Beispiel die Abhängigkeit der Quarz-Kapazität C_1 und des Stromes I (Fig. 11) von der Frequenz wiedergegeben[18]). Die elektrostatische Kapazität des Kondensators betrug 4,5 $\mu\mu F$; in der Nähe der Eigenschwingung des Quarzstabes nahm die Kapazität Werte zwischen $+$ 42,2 $\mu\mu F$ und $-$ 32,2 $\mu\mu F$ an.

Cady[10]) gibt, ausgehend von den Gleichungen (7) und (8) und der Differentialgleichung für den elektrischen Schwingungskreis, eine graphische Methode (resonanz circle) an, mittels der die Amplitude der elastischen Stabschwingungen, die Phasenverschiebung und die Rückwirkung auf den Schwingungskreis (Änderung von C, I und i) bestimmt werden können. Er fand, daß z. B. im Falle eines Quarzresonators der Dimension 3,07×0,41×0,14 cm, einer Spannung von 300 Volt und einer Frequenz von 89 870 Hertz die Elongation des Stabes in der y-Richtung nach jeder Seite 4000 mal größer (ca. 0,0025 cm) als im statischen Falle war.

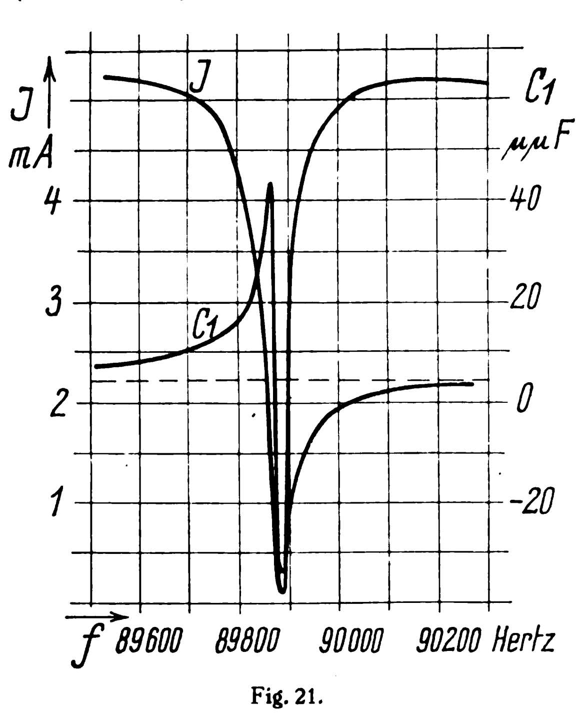


Fig. 21.

2. Eine ausführliche Theorie piezoelektrisch erzwunggener Schwingungen von Quarzstäben und deren Rückwirkung auf die Kapazität ist von v. Laue gegeben worden[24]). Es ergibt sich für die Kapazitätsänderung die Formel:

$$C = \frac{4\, d^2_{11}}{(2n+1)\,\pi s_{11} \sqrt{\mu s_{11}}} \cdot a$$

a ist ein Faktor, der u. a. die Dimensionen des Quarzes und die Resonanz- und Meßfrequenz enthält; (μ = Dichte des Quarzes; n = Ordnungszahl; d_{11} = piezoelektr. Modul; s_{11} = Elastizitätsmodul).

b) Stabilisierung des Schwingungskreises.

Die Abhängigkeit der Kapazität C des Quarzresonators von dem Schwingungszustand des Quarzes kann in gewissem Sinne dazu benützt werden, die Frequenz eines Schwingungskreises automatisch auf einen konstanten Wert zu halten.

Wir betrachten zu diesem Zweck die in Fig. 22 eingezeichnete Abhängigkeit der Frequenz eines Schwingungs-

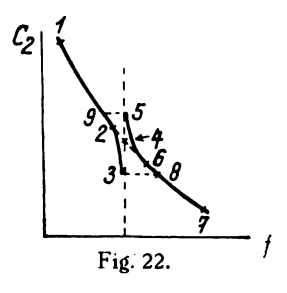


Fig. 22.

kreises von der Kapazität C_2 des Abstimmkondensators, dem nach Fig. 9 ein Quarzkondensator C_1 parallel geschaltet ist. Die Vertikallinie markiert die Resonanzfrequenz des Quarzes. Aus Fig. 21 ergibt sich, daß sich die Kapazität C_1 dieses

Quarzkondensators zuerst stark mit der aufgedrückten Frequenz vergrößert, um dann über einen negativen Wert sich dem statischen Wert allmählich wieder zu nähern. Hieraus ist Fig. 22 verständlich, denn wenn wir vom Punkt 1 kommend die Kapazität C_2 des Abstimmkondensators verkleinern, so wird sich in der üblichen Art und Weise die Eigenschwingung des Kreises vergrößern, bis etwa die des Punktes 2 erreicht ist. Da bei dieser Frequenz der Quarz jedoch schon merklich zu schwingen beginnt, so tritt nach Fig. 21 ein beträchtliches Ansteigen der Quarzkapazität ein, wodurch der Einfluß der Verkleinerung von C_2 auf die Eigenschwingung des Schwingungskreises kompensiert wird; man kann also C_2 von Punkt 2—3 verändern, ohne damit nennenswerte Frequenzänderung zu erzielen. Dasselbe tritt ein, wenn sich von C_2 von Punkt 7 kommend rergrößert. Die Punkte 3 und 5 sind instabile Grenzpunkte; wird die Kapazität über diese Punkte hinaus verändert, so springt die Eigenfrequenz des Schwingungskreises auf den zu Punkt 8 oder 9 gehörigen Wert: die Stabilisierung hört auf.

Die Stabilisierung ist also auf einen sehr engen Bereich beschränkt: schwingt z. B. der Sender mit einer Frequenz zwischen Punkt 2 und 3, so werden nur willkürliche Kapazitätsschwankungen oder ihnen gleichwertige Selbstinduktionsschwankungen des Schwingungskreises, die den Kurvenzug 2 und 3 oder 6 und 5 nicht verlassen, kompensiert. Einem Quarzkondensator mit einer Quarzplatte, deren Frequenz 69 700 Hertz betrug, kam z. B. eine statische Kapazität von 0,67 $\mu\mu F$ zu, diese änderte sich von + 10 bis — 9 $\mu\mu F$ beim Durchgang der Senderschwingungen durch die Resonanzfrequenz. Ohne diesen Kondensator bewirkte eine bestimmte Änderung des Abstimmkondensators C_2 eine Frequenzverschiebung von 3%, bei Parallelschaltung des Quarzkondensators brachte die gleiche Kapazitätsänderung nur noch eine solche von $^1/_{20000}$ hervor.

B. Oszillatoren.

Die im vorhergehenden Abschnitt besprochene Unsicherheit beim Stabilisieren einer Senderfrequenz durch einen Piezokristall hat dazu geführt, Schaltungen zu suchen, in denen der Kristall mit Hilfe einer Elektronenröhre sich selbst in seiner Eigenfrequenz erregt.

1. Eine einfache Schaltung zur Schwingungserzeugung unter Benutzung eines 3-Röhrenwiderstandsverstärkers wird von Cady [10]) angegeben. Nach Fig. 23 wird ein Quarzstab

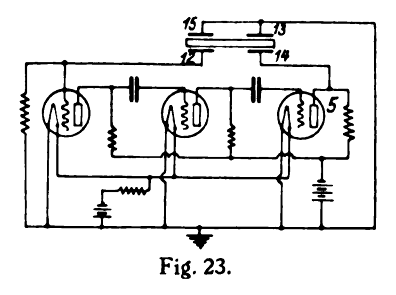


Fig. 23.

mit zwei Paar Belegungen 15—12 und 13—14 versehen. Belegung 12 liegt am Gitter des Eingangskreises, Belegung 14 an der Anode des Ausgangskreises, 15 und 13 sind miteinander und dem Minuspol der Anodenbatterie verbunden. Abstimmelemente sind nicht vorhanden. Die Schwingungszahl des Senders ist gleich der der zweiten Oberschwingung ($2n_0$) des Quarzstabes. Wird jedoch ein Paar der Elektroden in sich vertauscht, so daß z. B. Belegung 13 mit der Anode 5 und Belegung 14 mit 15 verbunden an dem Minuspol der Batterie liegt, so wird der Sender mit der Grundschwingung des Quarzstabes erregt.

Die Ursache der Selbsterregung in der zweiten Oberschwingung ist im ersten Fall darin zu suchen, daß nur bei dieser Anordnung zwischen den erregenden und erregten Spannungen an Elektrode 14 und 12 die notwendige Phasenverschiebung von 180° vorhanden ist (s. a. Fig. 8). Bei der Grundschwingung ist die Differenz von 180° zwischen erregender und erregter Spannung nur dann zu erzielen, wenn Elektrode 13 mit der Anode verbunden ist, da die Piezospannungen der Grundschwingung auf einer Stabseite überall gleichphasig sind.

2. Pierce [17]) gibt zwei außerordentlich bequeme, wenig voneinander verschiedene Schaltungen zur Erzielung kräftiger Schwingungen an. Der Quarzkondensator liegt nach Fig. 24 zwischen Anode und Gitter, das Gitter ist über

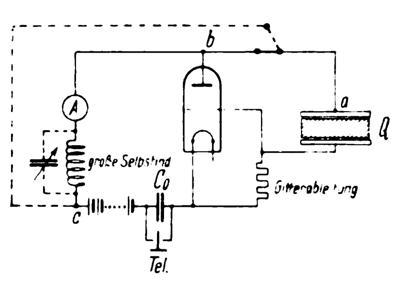


Fig. 24.

einen Gitterableitungswiderstand mit der Heizbatterie verbunden. Die Anode ist über ein geshuntetes Gleichstrommikroamperemeter, über eine Drosselspule (Selbstinduktion von etwa 20 Millihenry oder Widerstand von 30 000 Ω) und über die Selbstinduktion eines Telefones an dem gleichen Pol des Heizfadens angeschlossen.

Die andere Schaltung weicht nur insofern ab, als die eine Quarzbelegung a nicht direkt bei b an die Anode, sondern bei c an den positiven Pol der Anodenbatterie gelegt wird.

Die Telefonselbstinduktion in dem Anodenkreis ist zum einwandfreien Funktionieren des Oszillators notwendig.

Der Sender, ohne eigentliche Abstimmelemente (Drossel, C_0 und Telefonselbstinduktion!) schwingt mit der Grundfrequenz des Quarzes; zum einwandfreien Arbeiten der Schaltungen ist es zweckmäßiger, einen Abstimmkondensator parallel zur Selbstinduktion zu legen.

Pierce [17]) benützt den Sender bis zur Frequenz von 1 479 900 Hertz hauptsächlich zur Erzeugung hochfrequenter Schallschwingungen. Um möglichst kräftige Amplituden zu erhalten, verwendet er Quarzplatten, von denen er sowohl die Grundfrequenz in Richtung der X-Achse (longitudinaler Effekt) als auch diejenige senkrecht dazu (transversaler Effekt) erhält. Für eine Frequenz von 98 183 Hertz waren die Dimensionen einer Quarzplatte: l = 2,88 cm; d = 4,5 cm; e = 1,14 cm. (Orientierung n. Fig. 1.)

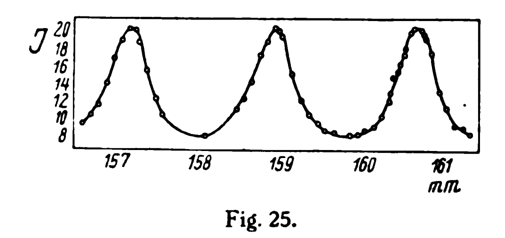


Fig. 25.

Fig. 25 zeigt die Amplitudenkurve einer stehenden Schallwelle in Luft bei einer Frequenz von 98 183 Hertz. Die Amplituden sind in Skalenteilen des Mikroamperemeters aufgetragen, dessen Ausschlag sich in der gezeichneten Weise

verändert, wenn man die Schallwellen mit einem Spiegel auf den Quarz reflektiert. Die Millimeterzahlen geben die Entfernung des Spiegels vom Quarz wieder.

3. Eine ähnliche Schaltung (Fig. 26) ist von Mallet und Terry[25]) beschrieben worden. Sie be-

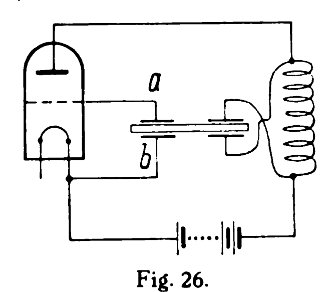


Fig. 26.

nützen gleichfalls einen Quarz mit zwei Elektrodenpaaren. Dadurch, daß die Verfasser Röhren sehr geringer Kapazität benützten (Marconi V. 24 und Q. X-Typen) und die Belegungen so dicht wie möglich an den Quarzstab heranbrachten, war es möglich, mit nur einer Röhre von 36 Volt Anodenspannung und 2—3 Volt Heizfadenspannung auszukommen. Nach der Cadyschen Anordnung (Fig 23) würden zwischen Gitter und den Quarzelektroden a u. b noch zwei widerstandsgekoppelte Verstärkerröhren eingeschaltet sein. Die Selbstinduktion hatte ungefähr 2000 μH.

Der Sender schwingt mit der 2. Harmonischen ($2\,n_0$) des Quarzstabes, bei einem Stab von $l = 2{,}5$ cm; $d = 0{,}5$ cm und $\varepsilon = 0{,}15$ cm betrug diese 220 000 Hertz. Die Dicke ε in Richtung des Feldes ist mithin sehr gering, dies mag wohl eine Ursache mit sein, weshalb die beiden Forscher mit so schwachen Röhren auskommen.

Vertauscht man wiederum die Zuführungen zu einem Paar der Belegungen, so erhält man die Grundschwingung des Quarzstabes.

Ausführliche Veröffentlichungen[28]) darüber, inwieweit die Steuerung von Rundfunksendern mit derartigen energieschwachen Quarzoszillatoren durchführbar ist, sind noch nicht bekannt.

IV.

Piezoelektrische Oszillographen.

1. Die Verwendungsmöglichkeit des reziproken piezoelektrischen Effektes zur Konstruktion eines Oszillographen ist von Wynn-Williams[26]) näher untersucht worden. Die von ihm unternommenen Versuche, die Längenänderungen eines Quarzstabes unter dem Einfluß des angelegten Wechselfeldes durch Spiegelablenkung sichtbar zu machen, haben infolge der Kleinheit der piezoelektrischen Konstanten beim Quarz zu keinem nennenswerten Erfolg geführt. Das ist um so bedauerlicher, als sich ein Quarzoszillograph infolge seiner hohen Eigenfrequenz zur Untersuchung von noch verhältnismäßig hohen Frequenzen eignen würde. Wynn-Williams greift daher trotz der weniger guten elastischen Eigenschaften auf das Rochellesalz zurück, dessen großen piezoelektrischen Konstanten einen günstigeren Erfolg erwarten lassen.

Er benützt eine mit Elektroden nach Fig. 4 versehene Rochellesalzplatte, deren Dimensionen folgende Größen hatten: Längen in der Richtung der c- und b-Achsen 2,5 cm; in Richtung der a-Achse 1 cm (s. Fig. 3). Zur Sichtbarmachung der Torsion um die c-Achse ist auf der Fläche $a\,b$ ein Aluminiumzeiger von etwa 3 cm Länge angebracht, der mit einem beweglichen Planspiegel von 1 mm² Fläche verbunden ist. Mittels weiterer optischer Hilfsmittel gelingt es dann, Amplituden eines Lichtzeigers auf einer Skala von etwa 1,5 cm Größe zu erhalten.

Die Resultate, die man bei Frequenzen zwischen 150 und 10 000 Hertz erhält, sind infolge der schwierigen elektrischen Eigenschaften des Kristalles usw. kompliziert. Die Vorbehandlung und das Alter der künstlichen Kristalle sind von wesentlichem Einfluß. Infolge der niedrigen Eigenfrequenz des Oszillographen — etwa 3000 Hertz — mußte zumindestens bei den älteren Kristallen eine künstliche Dämpfung angebracht werden; obgleich diese nicht so empfindlich wie frisch gezüchtete Kristalle waren, ließ sich mit ihnen besser arbeiten.

Der Oszillograph ist für Frequenz von 0 bis 600 Hertz gut brauchbar.

2. Wood[27]) zeigt im Gegensatz zu Wynn-Williams, daß auch der Quartz trotz seiner schwächeren piezoelektrischen Eigenschaften zum Bau eines Oszillographen geeignet ist, wenn nur für genügende Längenvergrößerung gesorgt wird. Das einwandfreiere Verhalten des Quarzes in elektrischer Hinsicht macht die Untersuchung lohnend.

Er gibt zwei Oszillographenkonstruktionen an, die sich von der Wynn-Williams'schen wesentlich unterscheiden: den Einstab-Oszillograph und den Zweistab-Oszillograph. Die Konstruktion des ersteren ist in Fig. 27 gezeichnet. Der Quarzstab ist mit einem Ende festgeklemmt,

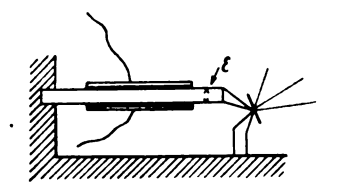


Fig. 27.

am anderen Ende berührt eine Schneide einen Spiegel, der mit einem elastischen Lack an einer zweiten Schneide befestigt ist. Zwei Belegungen am Quarz erhalten die Wechselspannung zugeführt. Die Orientierung ist derart, daß die optische Achse ⊥ auf der Zeichenebene steht, während die elektrische Achse von oben nach unten in ihr verläuft. Nach Formel (15) Seite 17 gilt für die Längenänderung δ' in Richtung l, die für die Drehung des Spiegels maßgebend ist:

$$\delta' = d_{12}\, V \cdot \frac{l}{\varepsilon}$$

Die Dilatation wird also umso größer, je kleiner ε ist. Wood verringert die Dicke ε daher bis auf 0,01 cm und erreicht hierdurch mit einem 5 cm langen Stab bei einer Skalenentfernung von 1 m vom Spiegel einen Ausschlag von 1 cm bei 935 Volt angelegter Spannung. Bei einem Stab gleicher Länge, jedoch von 0,5 cm Dicke sind für den gleichen Ausschlag 46 500 Volt erforderlich. Die optische Vergrößerung ist ungefähr von der Größenordnung 10 000. Die Eigenfrequenz des Quarzstabes beträgt 25 000 Hertz.

Als besonders wichtig muß die Proportionalität zwischen Ausdehnung und elektrischer Spannung innerhalb eines großen Spannungsbereiches hervorgehoben werden (bei einer Dicke von 0,06 cm war sie noch bis zu ± 6000 Volt vorhanden).

Der Verfasser verwendet gleichfalls Rochellesalz in der Anordnung nach Fig. 27. Entsprechend dem höheren piezolektrischen Modul ist die Spannungsempfindlichkeit ungefähr 4000 mal größer als bei einem gleichen Quarzoszillator.

Mit dem Zweistab-Oszillograph knüpft Wood an eine Anordnung an, die bereits von der Curies verwandt wurde,

um den reziproken Piezoeffekt nachzuweisen. Die Anordnung ist in Fig. 28 gezeichnet.

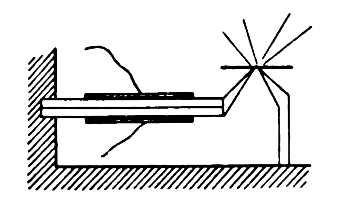
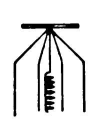



Fig. 28.

Zwei Quarzstäbe sind so aneinander geklebt, daß sich bei gleichem Feld der eine ausdehnt, während der andere sich zusammenzieht. Der Endeffekt ist eine Verschiebung des gemeinsamen freien Endes der beiden Stäbe nach oben oder unten. Für diese Dilatation ergibt sich:

$$\delta = \frac{3}{4} d_{12} \cdot V \cdot \frac{l^2}{\varepsilon^2}$$

Mit einem Stab von 5 cm Länge und bei einer optischen Vergrößerung von etwa 10^4 wird bei einer Stabdicke von $\varepsilon = 0{,}01$ cm der Ausschlag von 1 cm auf einer Skala in 1 m Entfernung schon bei 2,5 Volt Wechselspannung erreicht. Bei einem Stab von 0,5 cm Dicke sind für den gleichen Ausschlag 6250 Volt nötig. Die Eigenfrequenz der Anordnung ist leider wesentlich geringer; sie beträgt ungefähr 1350 Hertz.

Folgende Literatur wurde berücksichtigt:

1. I. und P. Curie, C. R. **91**, 294, 1880. P. Curie, Oeuvres, Paris 1908, S. 6.
2. M. G. Lippmann, Ann. d. chim. (5) **24**, 145, 1881.
3. I. und P. Curie, C. R. **93**, 1137, 1881; **95**, 914, 1882.
4. W. C. Röntgen, Wied. Ann. **39**, 16, 1889.
5. E. Giebe und A. Scheibe, Z. f. Ph. **33**, 760—766, 1925.
6. E. Riecke und W. Voigt, Wied. Ann. **45**, 523, 1892.
7. A. Kundt, Wied. Ann. **20**, 592, 1883.
8. F. Pockels, Gött. Abhdlg. **39**, 1894.
9. W. Voigt, Lehrb. d. Kristallphysik, Leipzig 1910; Graetz, Handb. d. Elektr. u. d. Magn. I, S. 342, Leipzig 1914.
10. W. G. Cady, Proc. Inst. Rad. Eng. **10**, 88, 1922.
11. W. Voigt, Lehrbuch d. Kr., S. 870.
12. A. M. Nicolson, Proc. Amer. Inst Electr. Eng., **38**, 1315—1333, 1919.
13. Valasek, Phys. Rev. **15**, 537—538, 1920; **17**, 475—481, 1921.
14. I. G. Frayne, Phys. Rev., März 1923.
15. E. K. Scott, Trans. Faraday Soc. **17**, 748—752, 1922.
16. Langevin, Sondage par le son, S. 29, Publ. spec. Nr. 3, 1924. Secrétaire-Général Bur. Hydr. Intern. Monaco.
17. G. W. Pierce, Proc. Amer. Acad. Arts a. Sciences, **60**, 271—302, 1925.
18. W. G. Cady, Journ. Opt. Soc. Amer. a. Rev. Sci. Instr. **7**, 475, 1925.
19. G. W. Pierce, Proc. Amer. Acad. **59**, 104, 1923.
20. E. Giebe und A. Scheibe, Z. f. Ph. **33**, 335—344, 1925.
21. E. Giebe und A. Scheibe, E. T. Z. **47**, 380—385, 1926.
22. W. F. Powers, Phys. Rev. **23**, 783, 1924.
23. W. G. Cady, Phys. Rev. **19**, 381—382, 1922.
24. M. v. Laue, Z. f. Phys. **34**, 347—361, 1925.
25. E. Mallet a. V. I. Terry, Wir. World, XVI, 630—636, 1925.
26. C. E. Wynn-Williams, Phil. Mag. **49**, 288—313, 1924.
27. A. B. Wood, Phil. Mag. **50**, 631—637, 1925.
28. M. Gown, Radio (San Francisco) VII. Juli 1925, S. 29; Oktober 1925, S. 33.

(Eingegangen am 26. 4. 26.)

Referate.

R. L. Smith-Rose und R. H. Barfield. Eine Untersuchung über Wellen der drahtlosen Telegraphie, die von der oberen Atmosphäre herunterkommen. (An Investigation of wireless waves arriving from the upper atmosphere.) Proc. Roy. Soc. A. **110**, 580—614, 1926.

Die Arbeit beschäftigt sich mit der prinzipiell äußerst wichtigen Frage, in welcher Weise es möglich ist, durch Messungen an der Erdoberfläche Aufschluß zu bekommen über die Richtung und den Polarisationszustand der Wellen, die von den oberen Schichten der Atmosphäre zur Erde zurückgekrümmt oder reflektiert werden. Frühere Versuche (Proc. Roy. Ser. A. **107**, 587—601, 1925) mit Wellenlängen zwischen 2600 und 9000 m hatten kein entscheidendes Resultat gegeben. Die Verfasser gingen deshalb zu kürzeren Wellen in der Gegend zwischen 300 und 500 m über. Die im folgenden erwähnten Versuche wurden meist in Slough an dem Sender von Bournemouth ($\lambda = 386$ m) in einer Entfernung von ca. 140 km gemacht.

I. Die Richtung des Felds der Wellen an der Erdoberfläche.

Ein rechtwinkeliges Koordinaten-System (Fig. 1) sei so gewählt, daß die X-Achse in der Richtung Sender-Empfänger (gefiederter Pfeil von Fig. 1), die Y-Achse horizontal und die Z-Achse vertikal sei. Es bezeichnet X, Y, Z die drei Komponenten der elektrischen Feldstärke, α, β, γ entsprechend die Komponenten des magnetischen Feldes.

a) Richtung des elektrischen Feldes.

Mit einem drehbaren Hertz'schen linearen Empfänger läßt sich bestimmen der Winkel A, um den die Richtung der Komponente des elektrischen Feldes in der Ebene senkrecht

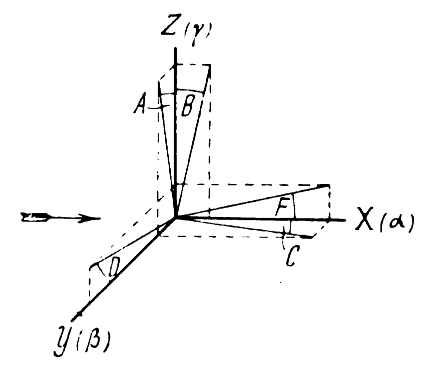


Fig 1.

zur Fortpflanzungsrichtung (Y-Z-Ebene) von der Vertikalen abweicht (es ist $tg\ A = Y/Z$). Ebenso erhält man den Winkel B, um den die elektrische Feldkomponente in der in der Fortpflanzungsrichtung der Wellen liegenden Vertikalebene (X-Z-Ebene) gegen die Vertikale geneigt ist ($tg\ B = X/Z$).

Bei Tag war das Minimum bei der Bestimmung von A stets scharf. Der Wert, der bis auf Bruchteile eines Grads ge-

messen werden konnte, variierte sehr wenig, — die maximale Änderung, die während mehrerer Monate beobachtet wurde, betrug 2°—, das Mittel bei 4 Stationen mit Wellen zwischen 353 und 479 m während einer Zeit von mehreren Monaten lag zwischen —0,1 und +0,9°. Das Minimum bei der Bestimmung von B war im allgemeinen sehr unscharf, die Genauigkeit der Bestimmung nur ca. 1°. Der Mittelwert, den die eben erwähnten Sendestationen gaben, lag zwischen 2,3 und 3,0°. Daraus ergaben sich[1]) für die Leitfähigkeit des Bodens an der Empfangsstation Werte zwischen $0{,}79 \cdot 10^8$ und $0{,}97 \cdot 10^8$ elektrostatische Einheiten.

Gegen und nach Sonnenuntergang schwankten die Werte von A und B in außerordentlich unregelmäßiger Weise, wie es die Kurven von Fig. 2 zeigen, wobei die Beobachtungen alle ½ Minute gemacht wurden. Diese Kurven beweisen, daß das elektrische Feld nicht nur in der durch den Sender gehenden Vertikalebene (∢ B) seine Richtung ändert, sondern auch aus dieser Vertikalebene heraustritt (∢ A).

b) Richtung des magnetischen Feldes.

Die zur Bestimmung des magnetischen Feldes dienende drehbare Rahmenantenne kann in dreierlei Weise gebraucht werden.

Ist die Drehachse vertikal, so mißt man die Richtung der Horizontalkomponente des magnetischen Feldes. Ist der Winkel, den die Senkrechte dazu mit der geographischen Peilung des Senders (X-Achse, Fig. 1) bildet, = C, so ist $tg\, C = \alpha/\beta$ (C-Mißweisung der Funkpeilung).

Bei Tag zeigte dieser Winkel (C_0) höchstens Änderungen zwischen ±1°, hing aber von der Richtung der Sendestation ab. Er betrug im Mittel für London +1,2°, Bournemouth +4° und Birmingham +2°. In der Nähe von und nach Sonnenuntergang zeigten sich ungeheure Schwankungen, die in Fig. 3 für die Sendestation Bournemouth angegeben sind. Begleitet waren diese Schwankungen häufig von unscharfen Werten des Minimums; $N\ M$ in Fig. 3 bedeutet, daß überhaupt kein Minimum zu beobachten war.

Ist die Rahmenantenne um eine horizontale Achse, die in der Fortpflanzungsrichtung (X-Z-Ebene, Fig. 1) liegt, drehbar, so findet man bei Tag, daß man eine minimale Intensität dann erhält, wenn die Rahmenebene horizontal ist. Das magnetische Feld ist also horizontal. Um und nach Sonnenuntergang aber muß man den Rahmen unter Umständen um einen Winkel D aus der Horizontalen herausdrehen ($tg\, D = \gamma/\beta$), um ein Minimum zu erhalten. Dabei schwankte der Winkel D etwa zwischen den Grenzen ±4° in äußerst unregelmäßiger Weise.

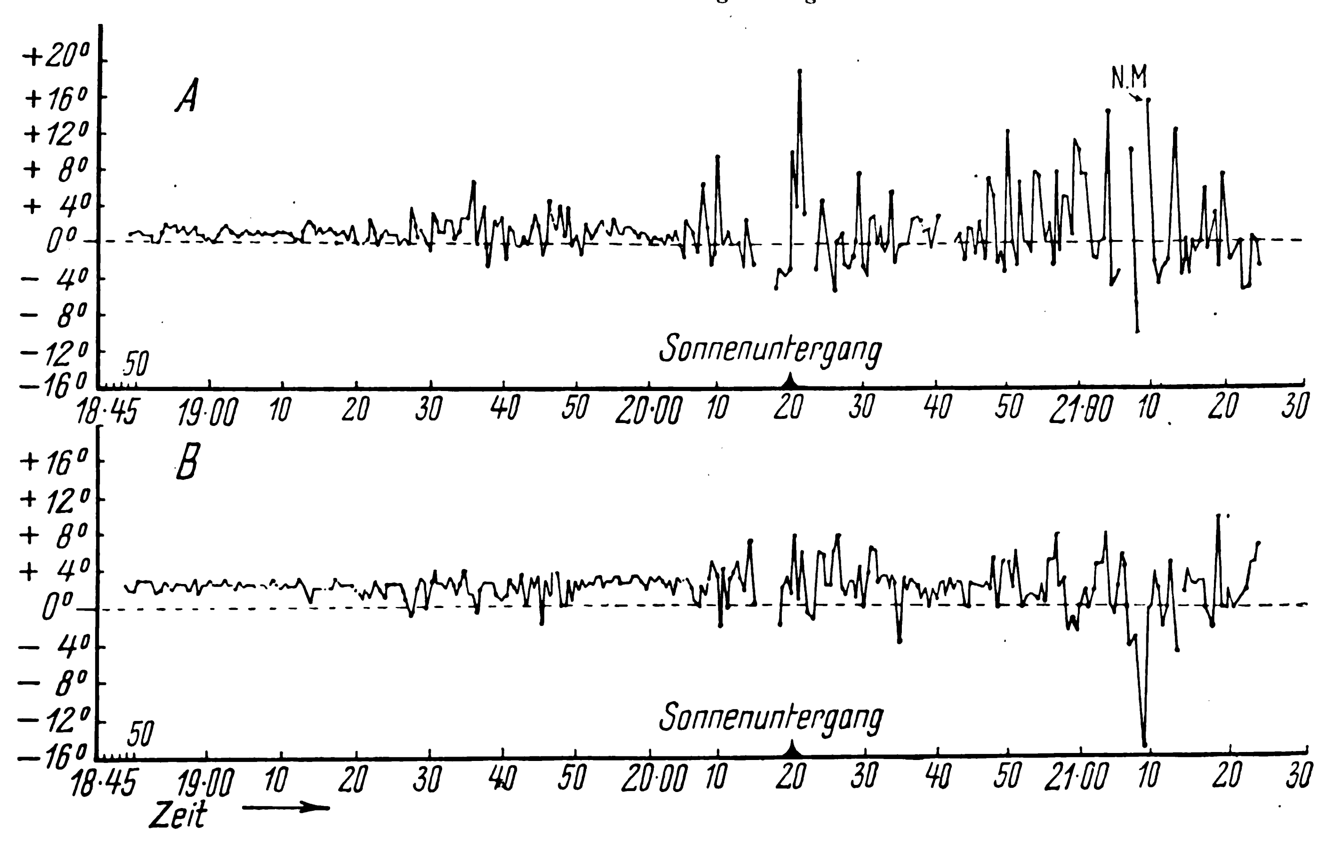


Fig. 2.

Ist endlich die Drehachse des Rahmens horizontal, aber senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung der Wellen (Y-Achse), so müßte gegen und nach Sonnenuntergang der Rahmen ebenfalls um einen Winkel F ($tg\, F = \gamma/\alpha$) aus der horizontalen Lage zur Erzielung eines Minimums der Zeichen gedreht werden. Der Wert von F schwankte etwa zwischen +5 und —6°; in der Regel ist er positiv.

c) Messung der Vertikalkomponente (Z) des elektrischen Feldes.

Zur Messung dieser Komponente diente eine vertikale, auf den Sender abgestimmte Antenne, die auf einen dreifach Hochfrequenzverstärker, eine Detektorröhre und ein empfindliches Galvanometer mit Kompensation des Anodenruhestroms wirkte. Die Eichung des Galvanometerstroms in seiner Abhängigkeit vom Hochfrequenzstrom wurde durch einen lokalen Röhrengenerator von der Senderfrequenz bewerkstelligt. Es genügte eine relative Eichung, da es auch nur auf relative Messung von Z ankam.

d) Kombiniert man eine kleine vertikale Antenne, deren

[1]) Es ist $tg\, B = X_0/Z_0 = 1/\sqrt{K - 2j\sigma/f}$, worin f = Frequenz, K = Dielektrizitätskonstante, σ = Leitvermögen des Bodens in elektrostatischen Einheiten ist. — Der Index Null soll hier wie im folgenden Tagwerte bezeichnen.

Strom ein Maß für die Vertikalkomponente Z des elektrischen Feldes gibt, mit einer Rahmenantenne, deren Ebene mit der X-Z-Ebene (Fig. 1) zusammenfällt und deren Strom also ein Maß für die Horizontalkomponente β der magnetischen Feldstärke liefert, so erhält man das Verhältnis β/Z. Um dieses Verhältnis ohne Kenntnis der Werte von β und Z allein zu erhalten, genügt es, in die vertikale Antenne und die Rahmenantenne je eines der beiden festen Spulenpaare eines Goniometers einzuschalten. Die Stellung der drehbaren Spule des Goniometers, bei der die Zeichen unhörbar werden, gibt ein Maß für das Verhältnis der Ströme in den beiden Antennen. Zur Eichung wird eine Welle verwendet, die man unbedenklich als reine Bodenwelle betrachten darf und für die also $Z = \beta$ ist.

e) Wird dieselbe Anordnung so benützt, daß die Ebene des Rahmens in der Y-Z-Ebene liegt, so läßt sich entsprechend das Verhältnis α/Z bestimmen.

Bezeichnet man ferner mit $\mathfrak{E}_1$ die elektrische Feldstärke der von oben eintreffenden Welle, mit $\mathfrak{H}_1$ ihre magnetische, und ist der Reflexionskoeffizient der Erde für den betreffenden Einfallswinkel ϑ und für die benützte Frequenz $= \varrho_r$, so gilt

$$X = \mathfrak{E}_1 (1 - \varrho_r) \cos\vartheta; \quad Z = \mathfrak{E}_1 (1 + \varrho_r) \sin\vartheta; \quad \beta = \mathfrak{H}_1 (1 + \varrho_r)$$

und daraus folgt

$$\beta/Z = 1/\sin\vartheta$$

β/Z ist aber die Größe, die mit der Kombination einer vertikalen und einer Rahmenantenne direkt gemessen werden kann (vgl. I d).

b) Welle mit horizontalem elektrischen Feld.

Wieder unter der Annahme, daß $K' \gg 1$ ist, folgt

$$\operatorname{tg} F = \sin\vartheta/\sqrt{K'}.$$

F ist aber durch den drehbaren Rahmen zu messen (vgl. I b).

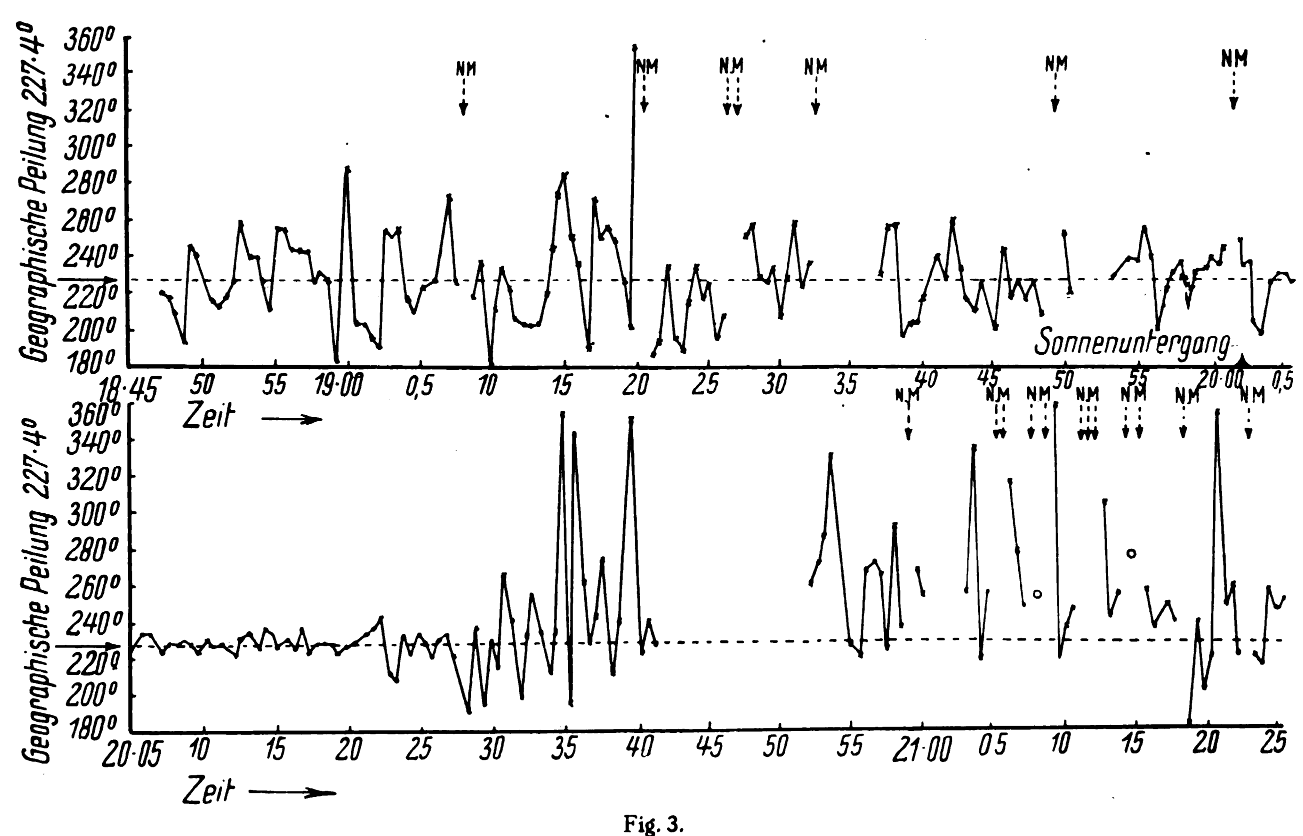


Fig. 3.

II. Theoretische Betrachtungen.

a) Welle mit vertikalem elektrischen Feld.

Die Welle treffe die Erdoberfläche unter dem Einfallswinkel ϑ (Winkel gegen die Vertikale), der Brechungswinkel sei ψ, so daß also

$$\sin\vartheta/\sin\psi = \text{Brechungsexponent} = \sqrt{K'} = \sqrt{K - 2j\sigma/f}$$

ist. Man erhält dann aus der Betrachtung der Grenzbedingungen und unter der Annahme $K' >> 1$, die tatsächlich immer erfüllt war,

$$X/Z = \frac{1}{\sqrt{K'}} \cdot \frac{1}{\sin\vartheta}.$$

In dem Spezialfall einer Welle, die sich längs der Erdoberfläche fortpflanzt, gilt streng

$$X_0/Z_0 = \frac{1}{\sqrt{K'}}.$$

c) Handelt es sich um eine Welle, deren elektrisches Feld ein beliebig gelegenes Wechselfeld oder ein zirkulares oder ein elliptisches Drehfeld ist, so läßt sich ein solches Feld stets in die beiden Fälle a) und b) zerlegen und die dort angegebenen Beziehungen gelten für die beiden Komponenten der Wellen.

d) Hat man es mit zwei Wellen gleichzeitig zu tun, einer Bodenwelle, die sich längs der Erdoberfläche fortgepflanzt hat (Index Null) und einer von oben unter dem Einfallswinkel ϑ auftretenden (Index 1), so gelten die Beziehungen

$$X_0/Z_0 = 1/\sqrt{K'}; \qquad X_1/Z_1 = 1/\sqrt{K'} \sin\vartheta;$$
$$Z_0/\beta_0 = 1; \qquad Z_1/\beta_1 = \sin\vartheta;$$
$$\gamma_0/\alpha_0 = 0/0; \qquad \gamma_1/\alpha_1 = \sin\vartheta/\sqrt{K'}.$$

Außerdem ist

$$X = X_0 + X_1, \quad Z = Z_0 + Z_1, \quad \alpha = \alpha_0 + \alpha_1, \quad \beta = \beta_0 + \beta_1.$$

Daraus folgen drei voneinander unabhängige Gleichungen für $\sin\vartheta$:



$$\sin\vartheta = \frac{1}{\sqrt{K'}}\left(\frac{Z-Z_0}{X-X_0}\right) \tag{1}$$

$$\sin\vartheta = \sqrt{K'}\cdot\left(\frac{\gamma-\gamma_0}{\alpha-\alpha_0}\right) = \frac{\gamma}{\alpha}\cdot\sqrt{K'} \tag{2}$$

$$\sin\vartheta = \frac{Z-Z_0}{\beta-\beta_0}, \tag{3}$$

wobei sämtliche Gleichungen vektoriell sind.

Gl. (1) bildet die Grundlage für die Messungen mit einem drehbaren linearen Empfänger, wenn man die Bodenkonstanten (K') und die Phase zwischen der Bodenwelle und der von oben kommenden Welle kennt.

Gl. (2) ist brauchbar für die Bestimmungen mit dem drehbaren Rahmen, wenn man die Bodenkonstanten (K') kennt; sie ist aber unabhängig von der Natur oder Phase der Bodenwelle.

Gl. (3) endlich eignet sich für die Messung mit der Kombination einer vertikalen und einer Rahmenantenne. Sie ist unabhängig von den Bodenkonstanten.

e) Das Verhältnis der Feldstärke der Boden- und der von oben kommenden Welle.

Die Rechnung liefert für Wellen mit vertikalem elektrischen Feld folgende Beziehung zwischen der elektrischen Feldstärke der von oben kommenden Welle ($\mathfrak{E}_1$) und derjenigen ($\mathfrak{E}_0$) der Bodenwelle:

$$\mathfrak{E}_1/\mathfrak{E}_0 = \frac{Z-Z_0}{Z_0(1+\varrho_v)\sin\vartheta}.$$

Der Reflexionskoeffizient ϱ_v für vertikales elektrisches Feld folgt aus der Fresnelschen Formel

$$\varrho_v = \frac{\operatorname{tg}(\vartheta-\psi)}{\operatorname{tg}(\vartheta+\psi)},$$

worin der Brechungswinkel ψ zum Einfallswinkel ϑ in der Beziehung steht $\sin\vartheta/\sin\psi = \sqrt{K'}$. Ähnliche Gleichungen erhält man für Wellenkomponenten mit horizontalem elektrischen Feld.

Alle diese Beziehungen gelten nur, wenn die Fortpflanzungsrichtung der Bodenwelle und der von oben kommenden Welle in derselben Vertikalebene liegen. Daß das bei den Versuchen wirklich der Fall war, wurde besonders kontrolliert.

III. Messungen.

a) Mit dem drehbaren Hertzschen linearen Empfänger. Die Grundlage bildet die Beziehung Gl. (1).

$$\sin\vartheta = \frac{1}{\sqrt{K'}}\cdot\left(\frac{Z-Z_0}{X-X_0}\right).$$

Da der Empfänger sich nicht an der Erdoberfläche, sondern 8 m darüber befand, so ist diese Beziehung zu ersetzen durch

$$\sin\vartheta = \frac{1}{\sqrt{K'}}\cdot\frac{Z-Z_0}{X-X_0}\,C_h,$$

worin der Faktor C_h der Höhe über dem Erdboden Rechnung tragt, und wie die Theorie zeigt, zwischen 1 und 2,5 sich ändert, wenn der Ausdruck in der Klammer von 16,5 auf 2,5 abnimmt.

Wenn der Winkel B (vgl. Ia) sich scharf bestimmen läßt, darf angenommen werden, daß X/Z annähernd $= \operatorname{tg} B$ und die beiden Wellen in Phase sind. Dann wird die Beziehung für $\sin\vartheta$ skalar und mit

$$K' = \sqrt{\frac{f}{2\sigma}},$$

$\sigma = 10^9$ elektrotechnische Einheiten und $f = 0{,}78\cdot 10^6/\mathrm{sec}$ geht sie über in

$$\sin\vartheta = 0{,}062\cdot\frac{Z-Z_0}{X-X_0}\cdot C_h.$$

Z_0 ist praktisch die Vertikalkomponente des elektrischen Feldes bei Tag, Z entsprechend die vertikale Feldstärke zu den Zeiten, in denen man es überhaupt mit einer von oben kommenden Welle zu tun hat. X_0 folgt aus Z_0 nach der Beziehung $X_0/Z_0 = 1/\sqrt{K'}$, und X aus Z nach der Gleichung $X = Z \operatorname{tg} B$, wobei aber B und Z gleichzeitige Werte sein müssen. Nun ist allerdings Z zu denselben Zeiten gemessen

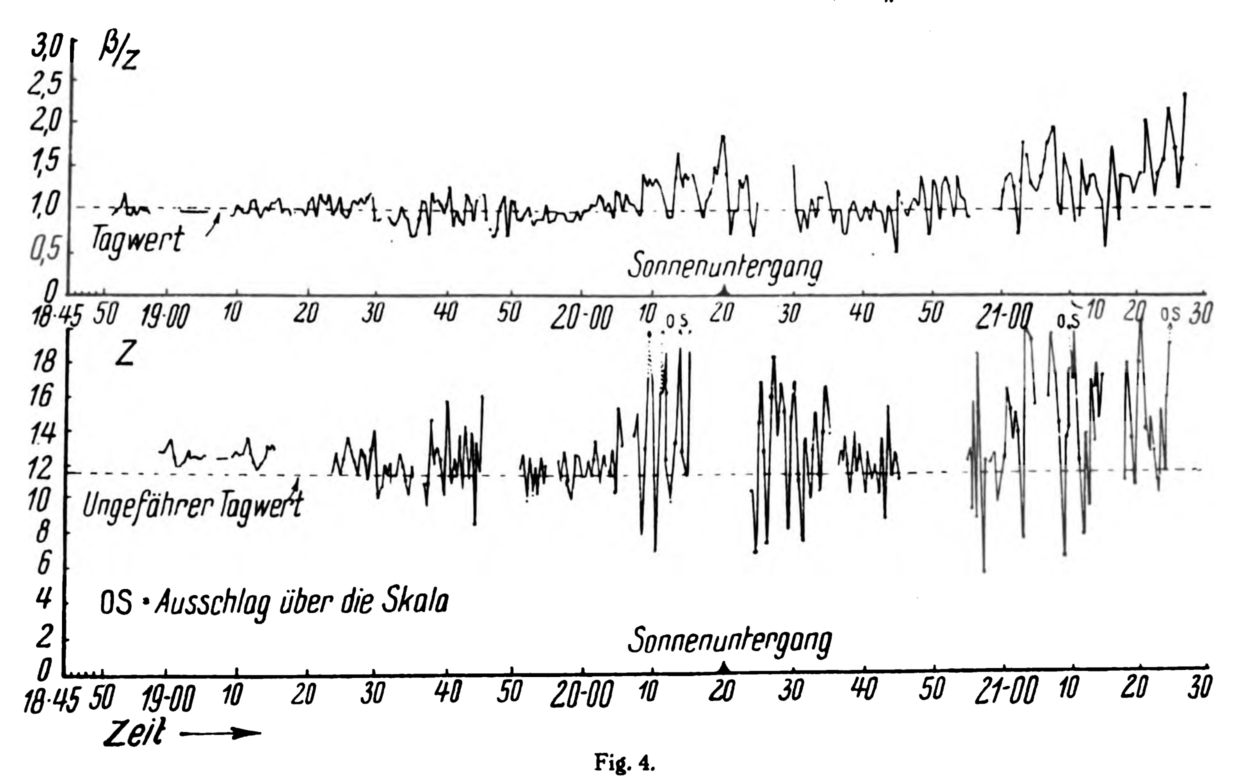


Fig. 4.

worden wie B (Fig. 4 stellt die betreffende Kurve für Z, Fig. 2 für B dar). Aber die Messungen alle ½ Minute genügen nicht, um zusammengehörige Werte von B und Z erkennen zu lassen. Da eine öftere Bestimmung von B mit dem drehbaren Hertzschen Rahmen technisch nicht möglich war, so blieb nichts anderes übrig, als einen bestimmten Wert von B zugrunde zu legen und für Z den Maximalwert zu nehmen, den er ungefähr zur Zeit der Bestimmung von B hatte. Man erhält dann natürlich nicht den wahren Wert von ϑ, sondern nur eine obere Grenze. Nach dem Resultat der Messungen lag diese obere Grenze zu den verschiedenen Zeiten zwischen 19 und 44°.

b) Für Messungen mit dem drehbaren Rahmen ist auszugehen von der Gleichung (2)

$$\sin \vartheta = \sqrt{K'} \cdot \frac{\gamma}{\alpha} = \sqrt{K'} \cdot \operatorname{tg} F.$$

Aus der Bodenkonstanten K' und den gemessenen Werten des Winkels F bekommt man also direkt ϑ. Es ergaben sich Werte von ϑ, die zwischen 16 und 34° lagen.

c) Für die Kombination einer vertikalen und einer Rahmenantenne (vgl. I d) ist die Grundgleichung (3)

$$\sin \vartheta = \frac{Z - Z_0}{\beta - \beta_0}.$$

Für die Bodenwelle ist β_0 = dem Tagwert Z_0; β kann aus Z und β/Z abgeleitet werden, wenn die Werte von Z und β/Z gleichzeitig gemessen sind. Zu diesem Zweck wurden diese beiden Werte alle 5 Sekunden gemessen — die Kurven sind in der Arbeit reproduziert —, so daß wirklich die zusammengehörigen Werte mit großer Sicherheit bekannt waren. Ferner wurde angenommen, daß zu den Zeiten, in denen Z und β/Z gleichzeitig maximale Werte hatten, die beiden Wellen gleichphasig waren. Diese Werte wurden dann für Z und β/Z ausgewählt und die Gleichung für sin ϑ als skalar behandelt. (Ob die Phasengleichheit genau erfüllt ist oder nicht, macht tatsächich sehr wenig aus.) Die Werte für ϑ, die auf diese Weise gewonnen wurden, lagen zwischen 17 und 27°. Sie sind erheblich genauer, als die aus den anderen Methoden abgeleiteten. Sie beziehen sich wie die Werte der Methode a) auf die Komponente der von oben kommenden Welle, deren elektrisches Feld in der Vertikalebene liegt, während bei der Methode b) die Komponente der Welle, deren elektrisches Feld horizontal ist, zur Messung kommt.

d) Für $\mathfrak{E}_1 / \mathfrak{E}_0$, das Verhältnis der elektrischen Feldstärke der von oben kommenden Welle zu derjenigen der Bodenwelle, ergab die Methode c) (vgl. II e) Werte, die zwischen 0,4 und 1,4 lagen. Die Feldstärken der beiden Wellen sind also bei der gewählten Entfernung von derselben Größenordnung.

Aus den Messungen darf mit Sicherheit geschlossen werden, daß bei den Versuchen gegen und nach Sonnenuntergang Wellen zur Beobachtung kamen, die unter verhältnismäßig steilem Winkel aus der Atmosphäre auf die Erde zurückgelangten und deren elektrisches Feld außer einer vertikalen auch eine horizontale Komponente hatte.

Nimmt man eine Reflexion an einer reflektierenden Schicht an, so würde sich die Höhe derselben aus den Versuchen zu zirka 88 km berechnen, während Appleton und Barnett aus ihren Versuchen mit derselben Wellenlänge auf eine Höhe von 80 bis 90 km schlossen und Breit und Tuve (Nature **116**, 357, 1925) aus ihren Versuchen mit einer Wellenlänge von 71,3 m eine Höhe von 80 km ableiteten.

J. Zenneck.

A. Hoyt Taylor und **E. O. Hulburt.** Die Ausbreitung der Wellen über die Erde. (The propagation of radio waves over the earth.) Phys. Rev. **27**, 189—215, 1926. (Aus dem Naval Research Laboratory Washington.)

In der Einleitung wird die neuere Literatur über den Gegenstand ziemlich vollständig besprochen.

1. Tote Zonen und Reichweite bei verschiedenen Wellenlängen.

Aus der Zusammenstellung von Hoyt Taylor, z. B. Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 677, 1925 (vgl. Referat in diesem Jahrbuch) über die Erfahrungen mit Wellen zwischen 16 und 3000 m und bis Entfernungen von 18 000 km geht hervor, daß die Länge der toten Zone bei der Verkleinerung

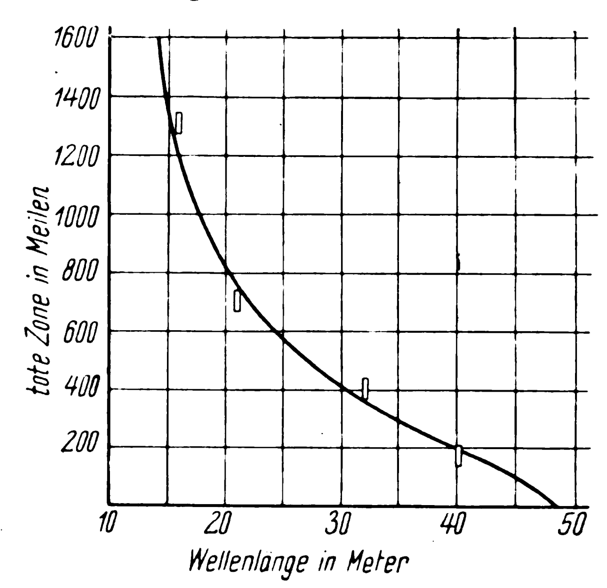


Fig. 1.

der Wellenlänge sehr rasch anwächst. Sie beträgt für die Wellenlängen 16, 21, 32 und 40 m 1300 bzw. 700 bzw. 400 bzw. 175 Meilen oder 2400 bzw. 1300 bzw. 750 bzw. 325 km. In Fig. 1 sind diese Zahlen als kleine Rechtecke eingetragen.

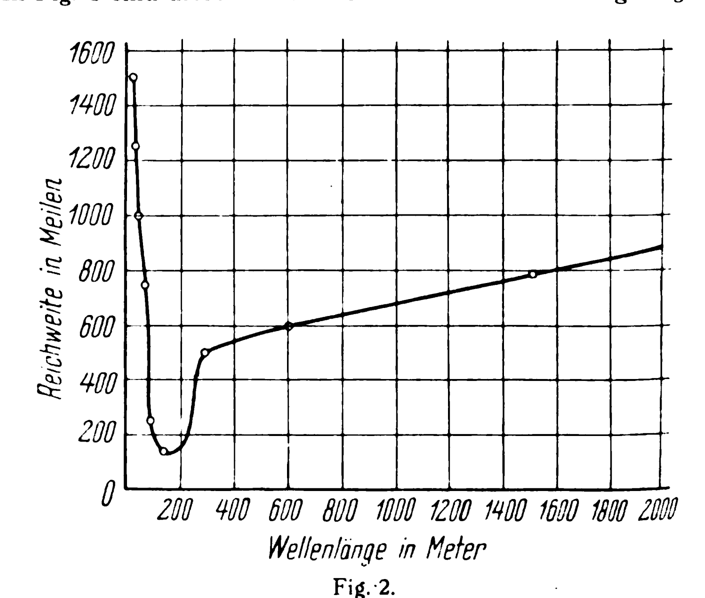


Fig. 2.

Die einzig mögliche Erklärung für diese toten Zonen ist die, daß in ihnen der Teil der Welle, der sich längs des Bodens fortpflanzte, schon praktisch vollkommen absorbiert ist, und der Teil, der aus der Atmosphäre zurückkommt, erst in

größerer Entfernung — eben am Ende der toten Zone — auf den Erdboden auftrifft.

Trägt man die Reichweiten auf, die bei vollem Tageslicht als Mittelwerte über ein Jahr festgestellt wurden, und reduziert man sie auf dieselbe Senderleistung (5 kW in einer normalen Sendeantenne), so erhält man die Kurve von Fig. 2, die ein tiefes und ausgesprochenes Minimum in der Gegend von $\lambda = 200$ m zeigt.

2. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in einem elektronenhaltigen Gas bei Vorhandensein eines konstanten magnetischen Feldes.

Die Aufgabe, die schon von Appleton (Proc. Phys. Soc., London **37**, 22, 1925) und von Nichols und Schelleng (siehe Ref. dies. Jahrb., **26**, 140. 1925) gelöst wurde, führt zu folgenden Resultaten.

a) Fortpflanzungsgeschwindigkeit in der Richtung des magnetischen Feldes.

Für die beiden zirkular polarisierten Wellen, die in diesem Fall entstehen, gelten die Beziehungen

$$\left(\frac{c_0}{c_1}\right)^2 = 1 - \frac{A\lambda^2}{1 - \lambda/\lambda_0} \tag{1}$$

$$\left(\frac{c_0}{c_2}\right)^2 = 1 - \frac{A\lambda^2}{1 + \lambda/\lambda_0} \tag{2}$$

Darin bedeutet c_1 bzw. c_2 die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der beiden Wellen, c_0 diejenige in einem Medium ohne Elektronen. Es ist ferner

$$A = Ne^2/\pi m, \quad \lambda_0 = 2\pi c_0 m/\mathfrak{H}e$$

und N die Anzahl der Elektronen /cm³, e die Ladung, m die Masse eines Elektrons, $\mathfrak{H}$ die Feldstärke des konstanten magnetischen Feldes. Für $\mathfrak{H} = 0{,}5$ CGS erhält man $\lambda = 214$ m.

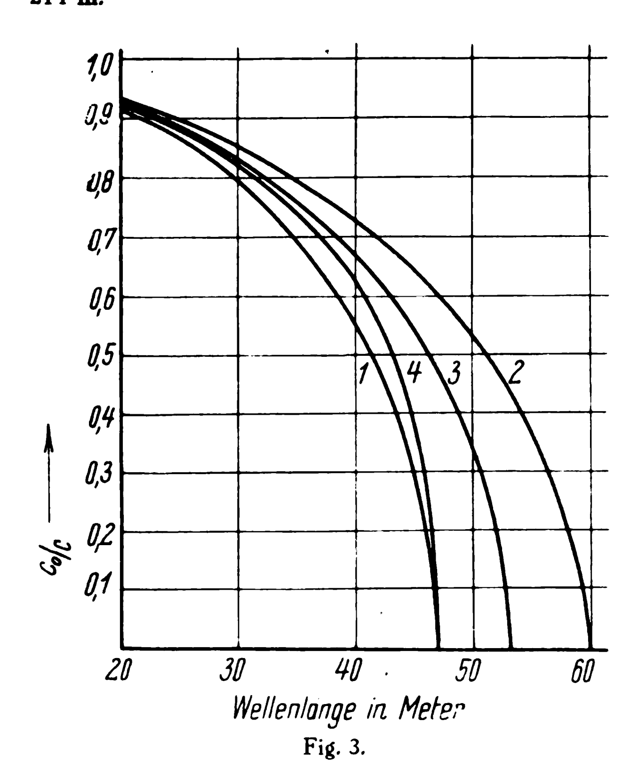


Fig. 3.

b) Fortpflanzungsrichtung senkrecht zum magnetischen Feld.

Für diejenigen Komponente, deren elektrisches Feld parallel dem magnetischen Feld ist, folgt dann

$$\left(\frac{c_0}{c_3}\right)^2 = 1 - A\lambda^2 \tag{3}$$

und für die Komponente, deren elektrisches Feld senkrecht zum magnetischen Feld ist,

$$\left(\frac{c_0}{c_4}\right)^2 = 1 - \frac{A\lambda^2}{1 - \lambda^2/\lambda_0^2(1 - A\lambda^2)}. \tag{4}$$

In Fig. 3 sind die Werte c_0/c_1 usw. in der Abhängigkeit von der Wellenlänge λ aufgetragen unter der Annahme $N = 3{,}95 \cdot 10^5$/cm³ (s. u.).

3. Annahme einer Reflexion der Strahlen an einer reflektierenden Schicht (Kennelly-Heaviside-Schicht).

In der Höhe h (Fig. 4) befindet sich eine Schicht EA von irgendeiner Dicke mit einer bestimmten Elektronen-

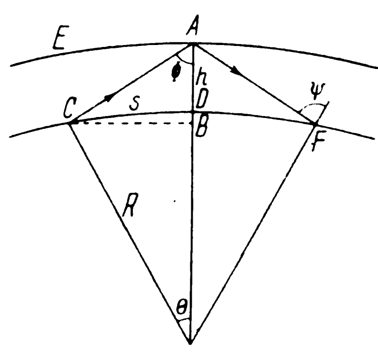


Fig. 4.

konzentration, während die darunter gelegenen Schichten der Atmosphäre elektronenlos sein sollen. Die Auffassung ist dann die, daß die Länge der toten Zone CF (= 2 s) bestimmt ist durch den von oben reflektierten Strahl CAF, der eben in der Schicht EA total reflektiert wird, d. h. für den

$$c_0/c = \sin\varphi \tag{5}$$

ist. Aus der geometrischen Konfiguration folgt

$$\sin\varphi = CB/AC = R\sin\vartheta/\sqrt{R^2\sin^2\vartheta + (R + h - R\cos\vartheta)^2} \tag{6}$$

und

$$s = R\vartheta \tag{7}$$

(R = Erdradius).

Eliminiert man aus diesen Gleichungen φ und ϑ, so folgt eine Beziehung, die c_0/c, h und s außer R enthält. Nimmt man für c_0/c den Ausdruck, der oben für irgendeinen der möglichen Fälle angegeben war, z. $c_0/c = c_0/c_1$ (Gl. 1), so bekommt man eine Gleichung zwischen A bzw. N, λ, h und s. Setzt man nun die Länge der toten Zone (2 s) für zwei Werte von λ, z. B. die oben für $\lambda = 16$ und 40 m angegeben, ein, so folgen zwei Gleichungen, aus denen sich die beiden unbekannten N und h ergeben. Man findet $h = 152$ Meilen = 281 km und $N = 3{,}95 \cdot 10^5$/cm³. Berechnet man nun mit diesen Werten von h und N 2 s als Funktion von λ, so erhält man die in Fig. 1 eingetragene Kurve, die in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen bei $\lambda = 21$ und 32 m ist.

Die Winkel (φ), unter denen die Grenzstrahlen der toten Zone die reflektierende Schicht treffen, ergeben sich für $\lambda = 16$, 21, 26, 32, 40 m zu 71,8 bzw. 65,2 bzw. 58,4 bzw. 49,2 bzw. 33,4°. Dieser Winkel wird für $\lambda = 14$ m so nahe = 90°, daß selbst Strahlen, die den Sender nahezu horizontal verlassen, nach der Reflexion die Erde nicht mehr treffen würden. Die tote Zone würde also unbegrenzt und es würde danach die Erzielung einer großen Reichweite mit so kurzen Wellen sehr unwahrscheinlich sein.

Die bisher angegebenen Berechnungen setzen den Fall von Gl. (1) voraus. Nimmt man einen anderen der oben besprochenen vier Fälle, so erhält man Zahlen, die wohl quantitativ, aber nicht qualitativ von den angegebenen sich unterscheiden. Insbesondere ist der Unterschied zwischen

dem Fall von Gl. (3) und (4) sehr gering. Es sollte danach keinen großen Unterschied ausmachen, ob die Richtung der Wellen Ost-West oder Nord-Süd ist [1]).

4. Annahme einer Krümmung der Strahlen.

Der Verlauf der Strahlen in einer Atmosphäre, deren Elektronenkonzentration mit der Höhe wächst, wird unter der Annahme einer ebenen Erdoberfläche durchgeführt. Für eine solche würde bei Annahme einer reflektierenden Schicht (Fig. 4)

$$s = h \cdot \operatorname{tg} \varphi \quad (8)$$

werden, wobei φ dann nicht nur den Einfallswinkel an der reflektierenden Schicht, sondern auch den Abgangswinkel des Strahles (Winkel, den der Strahl mit der Vertikalen am Ort des Senders bildet) bezeichnet. Die Beziehung liefert bis Entfernungen von etwa 2000 km Resultate, die sich von den unter (3) angegebenen nicht merklich unterscheiden.

Um die Krümmung der Strahlen berechnen zu können, ist es nötig zu wissen, wie die Elektronenkonzentration N mit der Höhe (y) zunimmt. Die Berechnung wird unter verschiedenen Annahmen durchgeführt.

$$\text{a)}\ N = \beta \cdot y \quad (9)$$

Dann wird für alle 4 Fälle $(c_0/c)^2 = 1 - \gamma y$, wobei aber γ von der Wellenlänge bei den verschiedenen Fällen in verschiedener Weise abhängt. Die Strahlen werden Parabeln (Fig. 5), deren Verlauf durch den Abgangswinkel φ bestimmt ist. Bezeichnet h die Höhe des Scheitels der Parabel

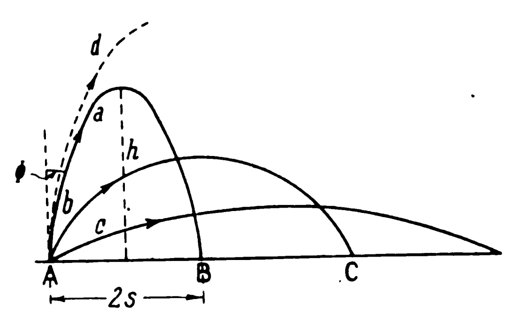


Fig. 5.

und damit den höchsten Punkt, den der betreffende Strahl erreicht, und $2\,s$ den Abstand vom Sender, in dem der betreffende Strahl die Erde wieder trifft, so ist

$$h = \frac{1 - \sin^2 \varphi}{\gamma} \quad (10)$$

$$s = 2\,h \operatorname{tg} \varphi \quad (11)$$

Je kleiner der Abgangswinkel φ, d. h. je steiler der Strahl nach oben geht, zu um so höheren Schichten gelangt er, und um so kleiner wird die Entfernung vom Sender, in der er zur Erde zurückkommt.

Nun kann das Gesetz $N = \beta\, y$ unmöglich für beliebige Höhen gelten. Es muß notwendigerweise eine Höhe geben, in der die Elektronenkonzentration mit der Höhe langsamer zunimmt, um schließlich in noch größerer Höhe abzunehmen. Demnach muß ein bestimmter Grenzstrahl existieren (in Fig. 5, Kurve a), der dadurch charakterisiert ist, daß die Entfernung, in der er zur Erde zurückkommt, die kürzestmögliche ist (in Fig. 5, $A\,B$). Wird der Abgangswinkel noch steiler (φ noch kleiner) — Kurve d von Fig. 5 —, so geht der Strahl in noch größere Höhen als der Grenzstrahl, wird aber dann entweder gar nicht oder in größerer Entfernung als der Grenzstrahl, zur Erde zurückkehren. Die Entfernung, in der der Grenzstrahl die Erde trifft, ist nach dieser Auffassung die Grenze der toten Zone.

In der Höhe h, in der der Strahl horizontalen Verlauf hat und in der die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c sein soll, besteht, wie eine einfache Rechnung zeigt, die Gleichung

$$c_0 / c = \sin \varphi \quad (12)$$

genau wie bei Annahme der Reflexion Gl. (5).

Dazu kommt die Gl. (11) $s = 2\,h \operatorname{tg} \varphi$, die sich von derjenigen (Gl. 8) bei der Reflexion nur dadurch unterscheidet, daß $2\,h$ an Stelle von h getreten ist. Es lassen sich also genau dieselben Folgerungen ziehen, wie bei der Reflexionsannahme, mit dem Unterschied nur, daß h nur halb so groß wird, nämlich = 76 Meilen, = 140 km. h bedeutet dann hier diejenige Höhe, von der an die Zunahme der Elektronenkonzentration mit der Höhe geringer wird.

Da eine Elektronenkonzentration von $N = 3{,}95 \cdot 10^5/\text{cm}^3$ in einer Höhe von 140 km nach der angenommenen Beziehung zwischen Höhe und Elektronenkonzentration (Gl. 9) in einer Höhe von einer Meile (1,85 km) $5 \cdot 10^3$ Elektronen/cm³ geben würde, was entschieden zu groß ist, so untersuchen die Verfasser auch noch den Ansatz, daß die Elektronenkonzentration bis zu einer bestimmten Höhe h_0 = Null sein und dann erst dem Gesetz von Gl. (9) folgen soll. Es wird dann

$$s = (h_0 + 2\,h') \operatorname{tg} \varphi,$$

und die Strahlen verlaufen durch die elektronenlose Schicht von der Höhe h_0 herauf und herunter geradlinig.

$$\text{b)}\ N = \beta\, y^2$$

Die Strahlen bilden Sinuskurven, und für die Strecke s folgt

$$s = \frac{\pi h}{2} \cdot \operatorname{tg} \varphi.$$

Die Höhe h ergibt sich zu 97 Meilen oder 179 km.

$$\text{c)}\ N = \beta \cdot e^y.$$

Daraus folgt h = 149 Meilen = 276 km.

$$\text{d)}\ N = \beta\, y^{1/2}$$

ebenso wie $N = \beta \cdot y^{1/3}$ und $N = \beta \cdot y^{1/4}$ führen zu Resultaten, die mit den Beobachtungen über die Abhängigkeit der toten Zone von der Wellenlänge keinesfalls in Einklang zu bringen sind.

Aus dem Ganzen ziehen die Verfasser den Schluß, daß die Elektronenkonzentration bei vollem Tageslicht und im Jahresmittel — darauf beziehen sich alle oben angegebenen Zahlen — mit der Höhe so zunehmen muß, daß die N-y-Kurve größtenteils konvex zur y-Achse ist und daß N einen maximalen Wert von zirka $10^5/\text{cm}^3$ in einer Höhe erreicht, die zwischen 70 und 150 Meilen (130 und 280 km) liegt. —

Die Verfasser beschäftigen sich dann noch mit der Frage der Intensitätsschwankungen (Fading-Effekte) bei Nacht. Sie unterscheiden zwei Typen, die eine mit einer Periode von der Größenordnung einer Sekunde oder mehr, und eine zweite mit einer Periode von der Größenordnung von $^1/_{100}$ Sekunde. Die letztere ist bei Wellenlängen > 800 m selten, bei Wellenlängen zwischen 300 und 600 m ist sie häufig bei mittleren Entfernungen zwischen 200 und 2000 km, bei kurzen Wellenlängen (60—120 m) ist sie bei Nacht sehr stark in Entfernungen zwischen 50 und 600 km. Die Verfasser führen die erste Type auf die Wirkung von großen Wolken mit starker Elektronenkonzentration, die zweite Type auf Interferenzerscheinungen zwischen Wellenteilen von verschiedenem Weg- und damit verschiedenem Gangunterschied zurück.

Endlich besprechen die Verfasser die Ausbreitung auf sehr große Entfernungen. Es ist hier nicht nur

[1]) Im Einklang mit Messungen von G. Pickard (vergl. dies. Jahrb. 27, 161, 1926).

mit Strahlen zu rechnen, die nur einmal aus der Atmosphäre zurückkommen, sondern auch mit solchen, die aus der Atmosphäre zurückkamen, dann an der Erde wieder in die Höhe reflektiert und dann nochmal aus der Atmosphäre zur Erde zurückgekrümmt werden. Hier können unter Umständen zwei tote Zonen zustande kommen, die aber bisher nicht beobachtet wurden. Von einem gewissen Interesse ist dabei die Möglichkeit, daß die Intensität eines Strahles, der z. B. in der Entfernung von 8000 km zum zweitenmal aus der Atmosphäre zurückkommt, sehr davon abhängen kann, wie der Boden in einer Entfernung von 4000 km, wo der Strahl bei seiner ersten Rückkehr aus der Atmosphäre den Boden traf und von ihm reflektiert wurde, beschaffen ist.

Am Schluß wird dann noch über ganz neue Versuche berichtet mit Wellen von 25,6 m Länge, die bei Tag eine tote Zone von zirka 500 bis 600 Meilen ergaben, in ausgezeichneter Übereinstimmung mit Fig. 1.

J. Zenneck.

E. V. Appleton und **M. A. F. Barnett.** Änderungen der Lautstärke drahtloser Zeichen. (Wireless signal variations.) The Electrician **95**, 678—679, 1925.

Um die Einfallsrichtung einer elektrischen Welle, die an einer ionisierten Schicht reflektiert wird, feststellen zu können, benutzen die Verfasser zwei Empfänger, die mit einer Vertikalantenne bzw. mit einer Rahmenantenne versehen sind. Die Empfindlichkeit der beiden Empfänger ist so abgeglichen, daß beide beim Empfang der normalen Bodenwelle gleiche Lautstärken des Zeichens geben. Überlagert sich jedoch dieser Welle noch eine von oben reflektierte zweite Welle, so sind die Lautstärken dann nicht mehr gleich.

Die Verfasser stellen die Gleichungen für die elektrische und magnetische Feldstärke, die sich durch die Überlagerung der beiden Wellen am Empfangsort ergeben, auf. Bezeichnet man mit A_N und A_D den Nacht- und Tageffekt im Vertikalempfänger, mit L_N und L_D die Effekte im Rahmenempfänger, so ergeben sich zwei Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} \frac{A_N}{A_D} &= \sqrt{1 + 4X\cos\varphi_1\cos\Theta + 4X^2\cos^2\varphi_1} \\ \frac{L_N}{L_D} &= \sqrt{1 + 4X\cos\Theta + 4X^2} \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

darin ist

$$\frac{E_1}{E_0} = \frac{H_1}{H_0} = X$$

(X = Feldstärkenverhältnis der Amplituden der reflektierten Welle und der Bodenwelle.)

Θ ist die Phasenverschiebung, φ_1 der Einfallswinkel. In den beiden Gleichungen sind demnach drei Unbekannte: X, Θ und φ_1 vorhanden. Um das zu berechnende φ_1 zu erhalten, schlagen die Verfasser zwei Wege ein:

1. Aus Versuchen kann mit einiger Vorsicht geschlossen werden, daß $\cos\Theta = 1$ ist. Dann ergeben sich zur Berechnung die Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} \frac{A_N}{A_D} &= 1 + 2X\cos\varphi_1 \\ \frac{L_N}{L_D} &= 1 + 2X \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

2. Die Versuche werden nahe der Sendestation vorgenommen. Dann ist X klein gegen 1, und es ergeben sich die Gleichungen wie (2), nur sind die X-Terme noch mit $\cos\Theta$ zu multiplizieren. Für den Einfallswinkel ergibt sich dann die Gleichung

$$\frac{L_N - L_D}{L_D} \bigg/ \frac{A_N - A_D}{A_D} = \sec\varphi_1 \quad (3)$$

Versuche, die in Cambridge beim Empfang Londoner Zeichen ausgeführt wurden, ergaben φ_1 zu 70^0 ($\sec\varphi_1 = 2{,}8$) Zum Teil waren die Ergebnisse jedoch komplizierter, was durch mehrfache Reflexion der beiden Wellen gedeutet wurde. Fehler können entstehen, wenn die Antennen nicht klein gegenüber der Wellenlänge sind.

A. Scheibe.

Ch. C. Bidwell. Richtungs- und Intensitätsänderungen elektrischer Wellen. (Direction and intensity changes of radio waves.) Journ. Franklin Inst. **201**, 107—114, 1926.

In Verbindung mit Untersuchungen über den Fadingeffekt durch das Bureau of Standards im Jahre 1925 wurden an der Cornell-Universität Beobachtungen der Richtungs- und Intensitätsschwankungen der elektrischen Wellen während des Übergangs vom Tageslicht zur Dunkelheit angestellt. Empfangen wurden die Stationen KDKA (Westinghouse) und WGY (General Electric) während der Monate Mai bzw. August. Die Intensitätsschwankungen wurden mittels eines im letzten Anodenkreis eines 5-Röhren-Neutrodyne-Empfängers eingeschalteten Galvanometers beobachtet. Die Richtungsuntersuchungen wurden mittels eines 3-Fuß-Rahmens mit 10 Windungen ausgeführt.

Aus den beigegebenen Kurven ergibt sich, daß die langsamen Änderungen der Intensität und Richtung gleichzeitig erfolgen, so daß beiden dieselbe Ursache zugrunde liegen muß.

A. Scheibe.

E. Giebe, E. Alberti und **G. Leithäuser.** Zwischenstaatliche Messungen der Wellenlängen von Großfunksendern. (Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt und dem Telegraphentechnischen Reichsamt.) El. Nachr. Techn. **3**, S. 69—76, 1926, Heft 2.

Die ständige Zunahme des zwischenstaatlichen Funkverkehrs erfordert zur Vermeidung gegenseitiger Störungen eine sehr genaue Einstellung der Betriebswellenlängen aller Stationen. Die praktischen Anforderungen an die Genauigkeit von Wellenlängenmessungen und an die Zuverlässigkeit absoluter Wellenlängennormale sind daher erheblich gegenüber früherer Zeit gestiegen. In den Staatsinstituten, dem Bureau of Standards (BOS) in den Vereinigten Staaten, dem National Physical Laboratory (NPL) in England und der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt (PTR) sind aus diesem Grunde in den letzten Jahren Normalskalen der Wellenlängen mit möglichst großer Genauigkeit neu aufgestellt. Die vorliegende Untersuchung, die im April/Mai 1924 ausgeführt wurde, hat den Zweck, die Normalskalen der drei Länder untereinander zu vergleichen. Diese Vergleichung erfolgte durch gleichzeitige Fernmessung der Wellenlängen einer Anzahl in- und ausländischer Funkstationen in dem Wellenlängenbereich von 4 bis 20 km (Frequenzbereich 75 000 bis 15 000 Hertz). Die Veröffentlichung enthält eine kurze Beschreibung des Normalwellenmessers der Reichsanstalt sowie eine Erläuterung der in der Reichsanstalt in Zusammenarbeit mit dem Telegraphentechnischen Reichsamt zur Fernmessung ausgebildeten Methode. Die Meßergebnisse der Reichsanstalt werden ausführlich mitgeteilt. Das gesamte Beobachtungsmaterial aller drei Laboratorien ist in Tabellenform und anschaulich in einer graphischen Darstellung wiedergegeben.

Die in der PTR zur Fernmessung angewandte Methode ist die Schwebungsmethode in der folgenden Form:

Eine empfindliche, mit Dämpfungsreduktion versehene Empfängerschaltung wird auf die zu messende Frequenz der Stationswelle eingestellt. Ein Hilfssender größerer Leistung

(75 Watt) liefert in äußerst loser Kopplung die Überlagerungsfrequenz. Es wird nun nicht auf das Verschwinden des Schwebungstones im Empfangstelephon eingestellt, sondern zuerst mit höherer, sodann mit niedrigerer Frequenz überlagert, so daß in beiden Fällen die Höhe des Schwebungstones die gleiche ist. Diese Einstellung auf gleiche Tonhöhe beiderseits des Schwebungstones Null läßt sich, auch von einem nicht musikalischen Beobachter, außerordentlich scharf vornehmen, wenn die beiden zu vergleichenden Töne schnell nacheinander zu Gehör gebracht werden. Dies geschieht, nach einem zuerst im Bureau of Standards angewandten Verfahren, in folgender Weise: Im Schwingungskreis des zunächst mit hoher Frequenz arbeitenden Überlagerers wird zur Erzeugung der niedrigen Frequenz plötzlich mit Hilfe einer Taste eine Kapazität hinzugeschaltet und ihre Größe solange verändert, bis beim Öffnen und Schließen der Taste keine Veränderung des Schwebungstones wahrnehmbar ist. Die beiden Frequenzen des Überlagerers werden mit dem Normalwellenmesser gemessen, ihr Mittel ergibt die zu bestimmende Betriebsfrequenz der eingestellten Station.

Um ein Urteil über die Genauigkeit zu gewinnen, wurden zwei Frequenzen der Station Nauen sowohl nach dieser Schwebungsmethode als auch durch direkte Bestimmung der Umdrehungszahl der Nauener Maschinen bestimmt. Die Messung der Umdrehungszahl wurde in der Reichsanstalt mit Hilfe von Normaluhr und Chronograph vorgenommen, wobei eine besondere Drahtleitung die Verbindung zwischen der Großstation und der PTR herstellte. Die Resultate sind in der Tafel I angegeben. Die Werte sind Mittelwerte aus einer Beobachtungszeit von je 11 Minuten. Bei der Schwebungsmethode überstiegen die Schwankungen der

Tafel I.

Mitteleurop. Zeit	Frequenz, gemessen nach Schwebungsmethode	Chronograph	Differenz der Methoden (1) — (2)
11.15—11.26	16 616,3 Hertz	16 614,1 Hertz	$+ 1{,}3 \cdot 10^{-4}$
11.45—11.56	16 616,7 „	16 613,3 „	+ 2,0 „
12.15—12.26	23 276 „	23 277 „	— 0,4 „
12.45—12.56	23 272 „	23 272 „	± 0

Einzelbeobachtungen nicht den Betrag von etwa 0,2‰, während die andere Methode unmittelbar den Mittelwert liefert. Die Differenzen der beiden Methoden liegen in der Größenordnung von ein bis zwei Zehntausendstel. Es geht daraus hervor, daß die Schwebungsmethode zur Fernwellenmessung völlig zuverlässig ist.

Einige Übung erfordert die Ausführung der Fernmessungen:

1. Wenn gleichzeitig zwei oder mehrere Stationen mit nahe gleicher Wellenlänge senden, so daß im Empfangstelephon gleichzeitig zwei oder mehrere Schwebungstöne hörbar sind.

2. Bei Lichtbogensendern, bei welchen der sogenannte „negative Ton" der Verstimmungswelle oft stört.

Bei den Versuchen zeigte sich, daß die Frequenzschwankungen der Großstationen in kürzeren Zeiträumen von 15 bis 20 Minuten im allgemeinen nicht mehr als einige Zehntel Promille betragen; ferner, daß die Einstellung der Frequenz der mit Hochfrequenzmaschinen arbeitenden Großstationen sich (im April/Mai 1924) etwa auf 1‰ an verschiedenen Tagen durchführen läßt, wie z. B. aus den für Eilvese, agy (Nennwelle 14 600 m) erhaltenen Meßergebnisse in Tafel II hervorgeht. Das gleiche gilt für die mit Lichtbogen arbeitenden Großstationen, bei welchen durch lang dauernden Betrieb die Einstellung des Bogens gut bekannt ist.

Tafel II.

Datum	Zeit G. M. T. von bis	Frequenz Hertz	Abweichungen vom Mittel ‰
25. 4.	1320—1330	20 453	+ 0,5
5. 5.	1325—1343	20 441	— 0,1
6. 5.	1351—1405	20 442	0
12. 5.	1327—1333	20 440	— 0,1
13. 5.	1320—1325	20 451	+ 0,4
19. 5.	1328—1330	20 430	— 0,6
26. 5.	1322—1333	20 444	+ 0,1
27. 5.	1323—1330	20 440	— 0,1

Mittel: 20 443 Hertz
Wellenlänge: 14 668 m

Von den in den drei Staatslaboratorien im April und Mai 1924 an zwei Tagen jeder Woche vorgenommenen Fernmessungen liegen 66 gleichzeitige Messungen von N.P.L. und PTR vor, vonPTR und BOS 50, von NPL und BOS 86. Taf. III enthält das gesamte Beobachtungsmaterial; dabei bedeutet Z die Anzahl der Messungen und Δ die Mittelwerte der relativen Freqenzdifferenzen zwischen den in je zwei Laboratorien ausgeführten Messungen.

Tafel III.

Station		NPL—PTR Z	Δ	PTR—BOS Z	Δ	NPL—BOS Z	Δ
St. Assise			$\times 10^{-4}$		$\times 10^{-4}$		$\times 10^{-4}$
	f = 15 240 Hertz	4	0	6	— 17	5	— 19
Nauen	= 16 590	6	+ 14	2	— 27	2	— 26
Annapolis	= 17 460	4	+ 7	4	— 51	7	— 48
Tuckerton	= 18 795	2	0	2	— 24	9	— 27
Eilvese	= 20 440	6	+ 1	2	— 42	1	— 31
St. Assise	= 20 720	5	0	5	— 12	7	— 11
Carnarvon	= 21 280	6	+ 4	8	— 10	9	— 8
New Brunswick	= 22 110	3	+ 3	3	— 7	9	— 6
Nauen	= 23 265	8	— 1	7	+ 1	9	— 4
Leafield	= 24 340	4	+ 9	4	— 5	11	+ 11
Marion	= 25 750	3	0	3	+ 4	6	+ 10
Nantes	= 33 300	1	— 8				
Nauen	= 45 960	3	— 1				
Königswusterhausen	= 56 760	4	+ 1				
Königswusterhausen	= 74 780	3	+ 1				

Dabei sind Einzeldifferenzen von mehr als 1% nicht berücksichtigt. Berechnet man denjenigen Prozentsatz aller Messungen je zweier Laboratorien, welche Differenzen δ zwischen 0 bis 1‰, 1 bis 2‰ usw. aufweisen, so ergibt sich die Zusammenstellung Tafel IV.

Tafel IV.

	$\delta = 0 - 1$‰	$\delta = 1 - 2$‰	$\delta = 2 - 10$‰	$\delta > 10$‰
für NPL—PTR	79 %	9 %	6 %	6 %
„ PTR—BOS	52 %	14 %	28 %	6 %
„ NPL—BOS	40 %	19 %	33 %	8 %

Da 79% aller Messungen von NPL und PTR innerhalb eins vom Tausend übereinstimmen und nach Tafel III auch keine systematischen Abweichungen auftreten, so erscheint der Schluß berechtigt, daß die Frequenznormale dieser beiden Institute innerhalb 1‰ ebenfalls übereinstimmen.

Das gleiche ergibt sich aus den Mittelwerten der Differenzen von NPL—PTR in Tafel III, die nur in einem Falle bei Nauen ein wenig über 1‰ hinausgehen. Dagegen betragen die mittleren Differenzen in Tafel III für PTR—BOS und NPL—BOS für den Bereich 15 000—20 000 Hertz einige ‰ und sind fast ausschließlich negativ. Daß diese Differenzen auf Fehler der Fernmessung zurückzuführen seien, halten die Verfasser nach ihren Erfahrungen für unwahrscheinlich. E. Giebe.

D. W. Dye. Stromwandler zur Erzeugung kleiner bekannter hochfrequenter Spannungen und Ströme für Meßzwecke. (Current-transformer methods of producing small, known voltages and currents at radio frequencies for calibrating purposes.) Journ. Inst. Electr. Eng. **63,** 597—608, 1925.

Zur Erzeugung kleiner bekannter hochfrequenter Spannungen und Ströme für Meßzwecke verwandt man bisher zwei Schaltungen: 1. die Spannung wurde an einem Spannungsteiler abgegriffen; 2. eine bestimmte Spannung wurde an der Sekundärspule einer Gegeninduktion erzeugt. Beide Methoden haben Vorteile und Nachteile. Der Verfasser kombiniert sie miteinander, indem er die Sekundärspule eines Transformators durch einen induktions- und kapazitätsfreien Widerstand überbrückt, von dem die Meßspannung abgegriffen wird.

Der Transformator (s. Fig.) besteht im wesentlichen aus einer Primärspule von wenigen Windungen, die über eine

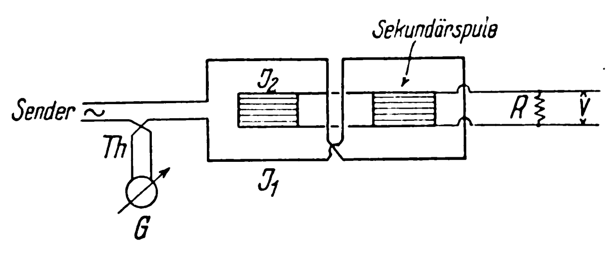


Fig. 1.

toroidförmige, auf einen Kern aufgewickelte Sekundärspule geschoben ist. Der Kern besteht aus unmagnetischem Material oder Eisen. Die Stärke des Primärstromes wird mittels Thermoelement gemessen. Die Spannung an dem Widerstand R läßt sich dann aus dem Übersetzungsverhältnis berechnen. Mit dieser Anordnung sind Spannungen von einigen Mikrovolt bis zu mehreren Zehntelvolt herstellbar.

In einem theoretischen Teil behandelt der Verfasser die Frequenzabhängigkeit der Schaltung, den Einfluß der Dämpfung bei gedämpften Wellen und die Einwirkung von Eisen als Kernmaterial. Das Übersetzungsverhältnis eines solchen eisengeschlossenen Transformators wird von Dye berechnet, es ergibt sich zu:

$$\frac{J_2}{J_1} = \frac{M}{L_2}\left(1 - \frac{R_2^2}{2\,L_2^2\,\omega^2} - R_2\,\frac{m_2^2\,S}{L_2^2\,(N^2\,\omega^2 + S^2)}\right)$$

darin bedeutet: L_2 die Selbstinduktion der Sekundärspule, M die Gegeninduktion zwischen Primärkreis und Sekundärkreis, R_2 den effektiven Widerstand des Sekundärkreises, m_2 die Gegeninduktion eines scheinbar mit dem Sekundärkreis gekoppelten Tertiärkreises mit der Induktion N und dem Widerstand S, durch den die Eisenverluste rechnerisch erfaßt werden. Der letzte Term kann in guter Annäherung durch die Größe

$$\frac{\delta_i}{\pi} \cdot \frac{R_2}{L_2\,\omega}$$

ersetzt werden.

Bei Eisenblechen von 0,02 mm Dicke und Frequenzen der Größenordnung 10^5 Hertz ändert sich δ_i von 0,01 auf 0,1, wenn H_{max} von sehr kleinen Werten bis auf 0,002 steigt. Bei größeren Dicken und höheren Frequenzen kann δ_i den Wert von 1,5 erreichen.

Der Verfasser bespricht weiterhin einige Anwendungsbeispiele und die dabei auftretenden störenden Einflüsse.

A. Scheibe.

Richtungssender. (Beam direction finding.) Electrician **95,** 296—297, 1925.

Die Sendestation für gerichtete Wellen am South Foreland Lighthouse wird beschrieben. Die Sendeenergie liefert eine Röhre für etwa 280 Watt, die Wellenlänge beträgt 6,09 m. Die Energie wird dem Antennensystem in einer der Erde verlegten Leitung zugeführt.

Das Antennensystem besteht aus je einer Ebene von Sendeantennen und Reflexionsantennen, die beide einen Abstand von ¼ λ voneinander haben. Die Einzelantennen sind Vertikalantennen von ungefähr 1 λ-Höhe. Eine besondere Anordnung von Selbstinduktionen und Kapazitäten sorgt dafür, daß die Ströme in allen Sendeantennen in Phase und daß die Phasen in den oberen und unteren Teilen dieser Antennen dieselben sind. Die Fläche einer solchen Antennenebene beträgt beinahe $4 \cdot \lambda^2$.

Die Energie wird fast nur senkrecht zu den Antennenebenen in der Richtung Reflexionsantennen—Sendeantennen ausgestrahlt. Sie beträgt ungefähr das 30—40fache derjenigen der ungerichteten Antennenanordnung eines gleichstarken Senders. Einige Nebenrichtungen des Strahles sind vorhanden, ihre Energien sind jedoch relativ schwach.

Die beiden Antennenebenen sind auf einem Gestell angeordnet, das in zwei Minuten einmal rotiert, so daß gleich einem Scheinwerfer der elektrische Strahl die verschiedenen Himmelsrichtungen durchläuft. Für die verschiedenen Strahlrichtungen werden besondere Morsezeichen verwandt. Die Morsezeichen werden automatisch durch den sich drehenden Antennenrahmen ausgelöst. Durch Anbringung einer dritten Antennenebene auf der anderen Seite der Reflexionsantennenebene ist die Möglichkeit gegeben, in jeder Richtung in einer Minute einmal zu senden.

Empfangsversuche, um diese Sendestation zu prüfen, wurden bis zu Entfernungen von 100 Seemeilen mit Marconis Yacht „Elektra" ausgeführt. In Intervallen von zwei Minuten wurden im Empfänger 3—4 sehr starke Signale gehört, die schwächeren Zeichen vor und nach diesen Signalen, die von den Nebenschleifen herrührten, wurden durch Verringerung der Empfängerempfindlichkeit unterdrückt.

A. Scheibe.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Kurzwellen-Röhrensender.

D. R. P. 427 862, Klasse 21 a[4], Gruppe 9 (Marconi), patentiert 12. Juli 1925, ausgegeben 21. April 1926, Brit; Unionspriorität vom 17. Juli 1924. — Brit. Pat. 241 289. — Franz. Pat. 603 990.

Bei Kurzwellen-Röhrensendern mit Fremdsteuerung soll die Frequenz allein durch den Steuersender bestimmt sein. Für die Hauptröhre muß das Auftreten wilder Schwingungen verhindert sein. Es müssen daher die kapazitiven Rückkopplungen in der Senderöhre und auch Rückwirkungen zwischen Senderöhre und Steuerröhre beseitigt werden. Die gewöhnlich benutzten Entkopplungseinrichtungen (Neutrodyne und dergleichen) sind für sehr kurze Wellen schwierig wirksam auszuführen.

Gemäß der Erfindung sind Gitter und Anode in einem Zweig einer Wheatsstoneschen Brücke angeordnet, deren andere drei Zweige von Kondensatoren gebildet werden, deren Kapazität jeweilig gleich der Anoden-Gitter-Kapazität der Energieröhre ist. Der Arbeitskreis liegt an der Ecke der Brücke, die mit der Anode verbunden ist und an der Gegenecke, der Gitterkreis, mit dem der Steuersender gekoppelt ist, bildet die andere Diagonale der Brücke. Zur Erzielung einer symmetrischen Abordnung zur Erde wird zweckmäßig parallel zum Gitterkreis ein hoher Widerstand gelegt, von dem ein Punkt geerdet ist.

Fig. 1.

Fig. 2.

Zwei Ausführungsbeispiele zeigen die Fig. 1 und 2. Der Nutzkreis L^1 L^2 K^1 K^2 liegt an 1 und 2, der Gitterkreis VR^1 R^2 an 3 und 4. Die Schiebewiderstände r_1 r_2 r_3 r_4 dienen zum Abgleich der Widerstände der Brückenzweige.

In Fig. 2 ist die Kapazität C_2 durch eine zweite Röhre ersetzt und dadurch zugleich die Verwendung von zwei Energieröhren erzielt.

Beansprucht ist, daß die Rückkopplung zwischen Anoden-Gitterkreis durch eine Wheatstonesche Brücke vermieden wird, deren einer Zweig die Gitter-Anoden-Kapazität einschließt, während die Gitter- und Anodenkreise die Diagonalen der Brücke bilden und symmetrisch zur Erde angeordnet sind, so daß Schwingungen in einem der beiden Kreise keine Spannung im anderen Kreise hervorrufen.

Kurzwellensender.

Brit. Pat. 247 942 (Burgeß), 17. Februar 1925.

Die gewöhnliche Dreipunktschaltung für Röhrensender gibt bei der Erzeugung kurzer Wellen sehr leicht wilde Schwingungen, die einen großen Teil der Energie auffressen. Verursacht werden diese wilden Schwingungen durch die Teilselbstinduktionen mit ihren Eigenkapazitäten bzw. den vorhandenen Teilkapazitäten. Die in Fig. 3 dargestellte

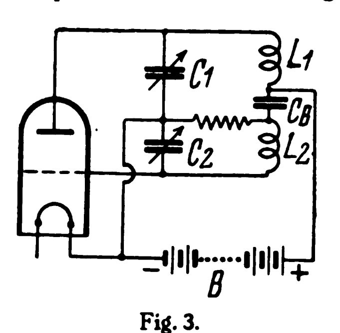


Fig. 3.

Schaltung vermeidet diesen Nachteil dadurch, daß die Kathode unmittelbar nur mit der Mitte der Teilkapazitäten C_1 und C_2 verbunden ist, während dieser Punkt über einen hohen Widerstand W mit der Mitte der ganzen Selbstinduktion verbunden ist, die aus den beiden Teilselbstinduktionen L_1 und L_2 besteht. Der große Blockkondensator C_B dient dazu, einen Kurzschluß der Anodenstromquelle B zu verhindern.

Fremdgesteuerter Kurzwellen-Röhrensender.

Amer. Pat. 1 495 593 (Hull), 16. Oktober 1920.

Bei der Kopplung des Steuersenders mit der Gitter-Kathoden-Strecke der Energieröhre macht sich bei der Er-

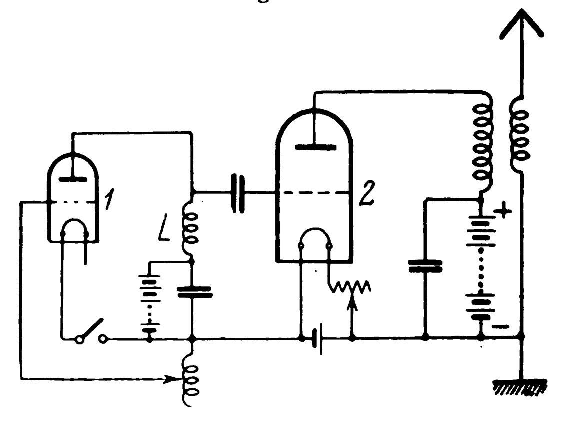


Fig. 4.



zeugung sehr kurzer Wellen die Kapazität zwischen Gitter und Kathode sehr störend bemerkbar. Erfindungsgemäß wird die Anordnung so getroffen, daß die Kapazität zwischen Gitter und Kathode der Energieröhre selbst einen Teil des Schwingungskreises der Steuerröhre bildet. In Fig. 4 liegt z. B. die Kapazität Gitter-Kathode der Energieröhre 2 parallel zur Selbstinduktion L des Anodenkreises der Steuerröhre 1.

Kurzwellenröhrensender.

Brit Pat. 228 159 (Westinghouse Co.), 22. Januar 1924, ausgegeben: 30. Juli 1925.

Das Auftreten wilder Schwingungen bei der Erzeugung kurzer Wellen soll dadurch verhindert werden, daß im Gitterkreis geeignete Filterkreise eingeschaltet werden. In Fig. 5 ist der Filterkreis mit C, L bezeichnet.

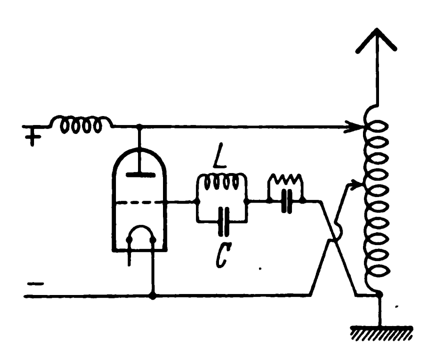


Fig. 5.

Antenne für bevorzugte Oberflächenstrahlung.

D.R.P. 429 481, Klasse 21 a[4], Gruppe 66 (Soc. Francaise Radioelectrique), pat. 11. September 1925, ausgegeben: 28. Mai 1926, Franz. Unionspriorität vom 10. September 1924. — Brit. Pat. 23 985. — Franz. Pat. 598 513.

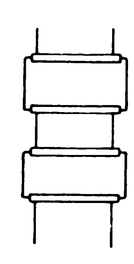


Fig. 6.

Die Bevorzugung einer Strahlung in vorwiegend horizontaler Richtung, die bei Verwendung langer Wellen oder auch bei Nahverkehr mit kurzen Wellen von Bedeutung sein

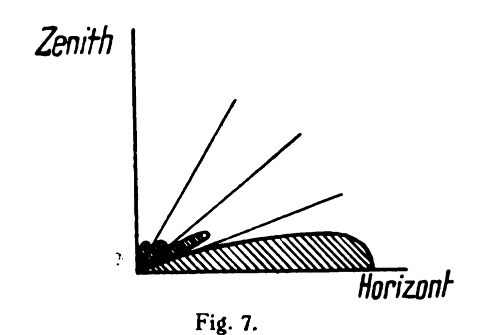


Fig. 7.

kann, wird erfindungsgemäß dadurch erzielt, daß ein senkrechter Luftleiter mittels in Reihe geschalteter Kondensatoren „belastet" wird, so daß die Selbstinduktion je Längeneinheit herabgesetzt wird. Fig. 6 zeigt ein Ausführungsbeispiel. Die Antenne ist zweidrähtig und hin und wieder durch zylindrische Kondensatoren unterbrochen, die aus zwei gleichachsigen Metallröhren gebildet sind. Die Strahlung einer solchen Antennenanordnung ist aus Fig. 7 ersichtlich.

Beansprucht ist, daß über den Leiter in Reihe eingeschaltete Kapazitäten derart verteilt sind, daß die Strahlung des Luftleiters vorwiegend in horizontaler Richtung erfolgt. Beansprucht ist ferner, daß der Leiter zu einem Rahmen geschlossen ist.

Raumstrahlantenne für kurze Wellen.

Franz. Pat. 593 570 (Levy), 29. April 1924, ausgegeben: 26. August 1925.

Um die Raumstrahlung der Antenne beim Senden mit kurzen Wellen zu erhöhen, wird vorgeschlagen, zwei horizontale Antennenflächen, die als Antenne und Gegengewicht mit dem Sender verbunden sind, in einer bestimmten Höhe ($\lambda/8$ -$5\lambda/8$) anzuordnen, so daß eine Stromverteilung entsteht, wie sie Fig. 8 zeigt. Mit einer solchen Antenne, wie sie z. B. in Fig. 9 dargestellt ist, wird dann eine vorwiegend vertikal gerichtete Raumstrahlung erzielt.

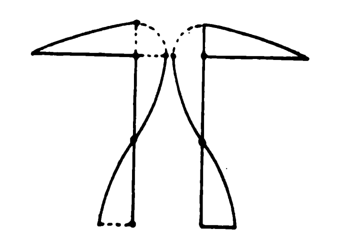


Fig. 8.

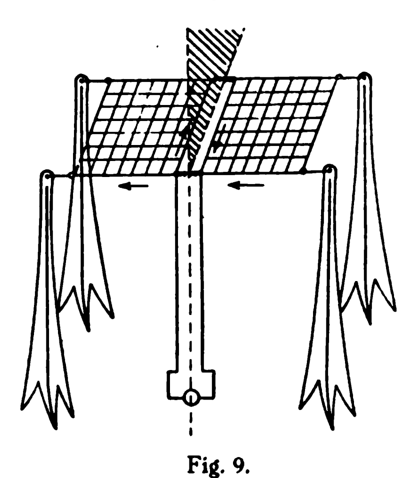


Fig. 9.

Kurzwellen-Antenne.

Franz. Pat. 596 737 (Bethenod), 11. Juli 1924, ausgegeben: 30. Oktober 1925.

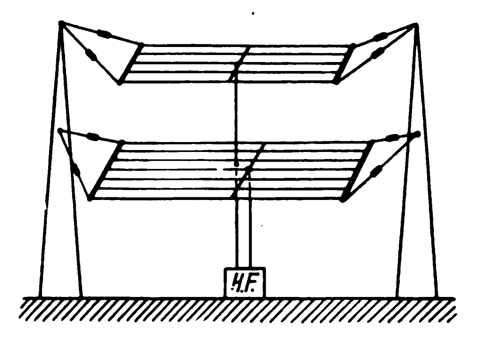


Fig. 10.

Um die Strahlung für kurze Wellen möglichst günstig zu gestalten, wird vorgeschlagen, das Gegengewicht wesentlich höher über den Erdboden anzuordnen, als dies sonst üblich ist, oder aber die ganze Antennenanlage erhöht auf-

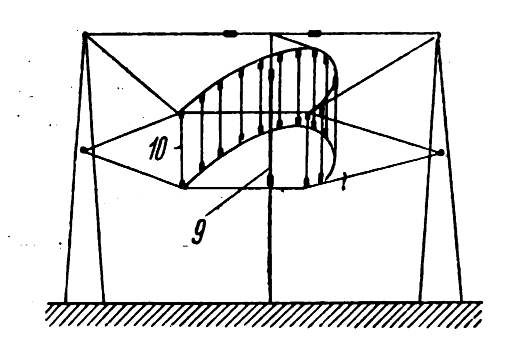


Fig. 11.

zustellen. Die erstgenannte Anordnung zeigt Fig. 10, während in Fig. 11 eine Dipolantenne 9 verwendet wird, die von einem nicht dargestellten Sender erregt wird und mit einem parabolischen Spiegel 10 umgeben ist.

Spiegelantenne.

Brit. Pat. 217 933(ausgegeben: 23. September 1925). — Franz. Pat. 579 597 (Societe Francaise Radioelectrique), 23. Mai 1923.

Bei den bekannten Spiegelantennen sind in einer Ebene eine Anzahl Drähte A_1, A_2, A_3 . . . angeordnet, die unmittelbar oder von einem Antennensystem phasenrichtig erregt werden. Bei der Erfindung handelt es sich um die richtige Wahl der Drahtabstände d und der Zahl n derselben. Es wird gezeigt, daß der Ausdruck

$$\frac{2\pi}{\lambda} d\, n\, (1 - \cos \alpha)$$

ein gerades Vielfaches von π sein muß, wenn man eine Linie vollständiger Auslöschung in einer Richtung erhalten will, die unter einem Winkel α zur Antennenverbindungslinie verläuft (vgl. Fig. 12). Will man n-Linien völliger Auslöschung erhalten, so muß $\frac{n\,d}{\lambda} = n$ gewählt werden. Das Strahlungsdiagramm für drei Antennen zeigt Fig. 13. Der Winkel verkleinert sich von 30° auf 15°, wenn fünf statt drei Antennen gewählt werden.

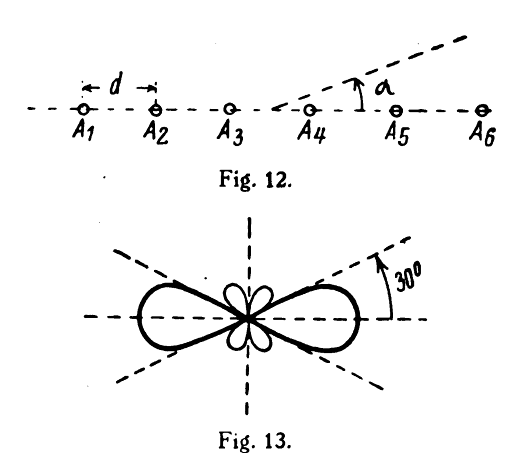


Fig. 12.

Fig. 13.

Rahmenantenne.

D.R.P. 430 033, Klasse 21 a[4], Gruppe 47 (Telefunken), pat. 30. August 1923, ausgegeben: 11. Juni 1926.

Um große überlappende Wellenbereiche durch einfache Umschaltung mit einem Kondensator bestreichen zu können, soll die Rahmenwicklung in ungleiche Wicklungsabteile unterteilt werden, die in Parallel-, Serien- oder Kombinationsschaltung benutzt werden können. Eine solche Schaltstellung ist als Beispiel in Fig. 14 wiedergegeben.

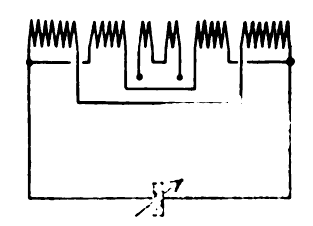


Fig. 14.

Beansprucht ist, daß die Rahmenwicklung in ungleiche Wicklungsabteile unterteilt ist, die zur stufenförmigen Änderung der Wellen hintereinander oder zu zwei oder mehreren Wicklungsgruppen parallel geschaltet werden.

Schwingungserzeugung mit Kristallen.

D.R.P. 430 170, Klasse 21 a[4], Gruppe 13 (Huth), pat. 20. Februar 1925, ausgegeben: 12. Juni 1926.

Es besteht bekanntlich die Möglichkeit, mit Kristalldetektoren Schwingungen zu erzeugen, wenn die Widerstände und Spannungen passend abgeglichen sind. Diese Einstellung ist sehr schwierig und soll sich erfindungsgemäß leichter erreichen lassen, wenn der Kristall sich in einer Gasatmosphäre befindet. Wasserstoff, Leuchtgas, Alkoholdämpfe und Kohlensäure sollen dabei schwingungshemmend wirken.

Modulationsschaltung für Röhrensender.

D.R.P. 430 414, Klasse 21 a[4], Gruppe 15 (Telefunken), pat. 12. Februar 1921, ausgegeben: 15. Juni 1926.

Die Erfindung betrifft Schaltungen, bei denen die Anodenspannung für die Energieröhre mit Hilfe einer Modulationsröhre beeinflußt wird. Dabei tritt der Nachteil auf, daß die Schwingungen leicht abreißen bzw. nicht einsetzen, wenn die Anodenspannung zu niedrig wird. Erfindungsgemäß soll nun gleichzeitig eine Beeinflussung auch der Gitterspannung stattfinden, so daß bei Herabsetzung der Anodenspannung die Gitterspannung erhöht wird und die Neigung zum Aussetzen der Schwingungen dadurch aufgehoben wird. Ein Ausführungsbeispiel zeigt die Fig. 15.

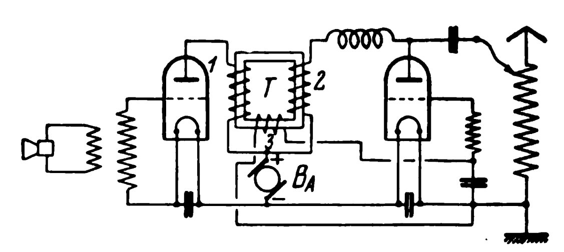


Fig. 15.

Der Transformator T liegt mit seiner Primärwicklung 1 im Anodenkreis der Modulationsröhre und besitzt zwei Sekundärwicklungen, von denen die eine (2) mit der Anode der Hauptröhre verbunden ist und daher die Anodenspannung an der Hauptröhre beeinflußt, während die andere (3) mit dem Gitter der Hauptröhre verbunden ist und daher die Gitterspannung beeinflußt.



Band 28 Heft 2

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. **A. Esau** (Jena), Prof. Dr. **H. Faßbender** (Berlin), Dr. **L. de Forest** (New-York), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Berlin), Dr. Dr. ing. e. h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Dr. **E. Nesper** (Berlin), Dr. **B. van der Pol jr.** (Eindhoven), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **W. Schottky** (Rostock), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. **M. Wien** (Jena), Prof. Dr. **H. Wigge** (Cöthen-Anh.),

herausgegeben von

Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. **E. Mauz**



BERLIN W

Verlag von M. Krayn

1926.

Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Band 28 Heft 2

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftl. Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikal. Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Hans Riegger †.

In der Nacht vom 30. zum 31. März starb H. Riegger, unterlegen, nachdem er ein Jahr lang einen zähen aufrechten Kampf gegen einen von unbekannter Seite heranschleichenden Tod geführt hatte. Sein Scheiden aus der lebendigen Welt im Alter von nur 43 Jahren, in den besten Schaffensjahren, hat weithin tiefste Bestürzung und schmerzliche Trauer hervorgerufen. Wie bitter muß jeder sein tragisches Schicksal empfinden, das Verhängnis, daß gerade ihm, einem Bannerträger der Wissenschaft, keine Wissenschaft helfen konnte. Denn so war es: niemand kannte seine Krankheit, so ausgesprochene Symptome sie auch zeigte.

Hans Riegger wurde geboren am 16. März 1883 in Riedhausen in Württemberg, ein Sohn eines kinderreichen, echten schwäbischen Bauerngeschlechts. Nach der Volksschule in Riedhausen, der Lateinschule in Mehrerau und dem Gymnasium in Ehingen besuchte er die Hochschulen Stuttgart, München, Berlin und schließlich Straßburg. Hier setzte er sich bereits auf dem Zweige der Wissenschaft fest, dem er sein Leben lang treu geblieben ist, nämlich der technischen Physik, und zwar der Schwingungslehre, die seine eigentliche Spezialwissenschaft geworden ist. H. Riegger machte bei Ferdinand Braun sein Rigorosum mit einer Doktorarbeit über „Stoßerregung bei kurzen Funkenstrecken", die viele Jahre lang die einzige brauchbare Veröffentlichung auf diesem Gebiete geblieben ist. Und man sieht heute mit größter Deutlichkeit, daß schon diese Doktorarbeit kennzeichnend war für seine Fähigkeit, ein angefaßtes Problem so klar und vollständig durchzuarbeiten, daß Nachfahren auf seinen Spuren nicht viele I-Tüpfelchen mehr hinzuzusetzen fanden. Von Straßburg zog H. Riegger nach Danzig. Hier war er Assistent zuerst von M. Wien, darauf von J. Zenneck und zuletzt von F. Krüger. Im Jahre 1914 übersiedelte er schließlich nach Berlin als Mitglied des Forschungslaboratoriums der Firma Siemens & Halske, dem er bis zu seinem Tode ein treuer, von seinen Kollegen und insbesondere von seinem Chef, H. Gerdien, hochgeschätzter Mitarbeiter blieb. Nach dem Kriege (1922), fast als Vierzigjähriger, heiratete er. Aber er trug damals längst den Keim einer rätselhaften Krankheit in sich, der er 4 Jahre später erlag. H. Riegger wurde ein Opfer einer vielleicht zehn bis zwanzig Jahre zurückreichenden Erkrankung, die, auch heute noch ihrem inneren Wesen nach völlig unerkannt, sich in ursprünglich wenig beachteten Symptomen auf der Haut äußerte, aber, im Jahre 1922, durch einen Heilungsversuch aufgepeitscht, ein überraschendes, gefährliches Vordringen zeigte. Durch längere Röntgenbehandlung schien sie besiegt, und H. Riegger konnte noch etwa drei Jahre friedlich und hoffnungsvoll bei be

sonders hoher Arbeitsfähigkeit und Arbeitslust erleben. Dann kam der zweite schwere Angriff der Krankheit, der Riegger ein Jahr lang niederwarf und dem er schließlich, trotz einer in letzter Stunde von seiner sich aufopfernden Frau geleisteten Bluttransfusion, erlag. Seine Heimat hatte ihm einen zähen, widerstandsfähigen Körper und eine starke Seele ins Leben mitgegeben, und er hat sich mannhaft und unerschrocken bis zur letzten Minute gewehrt. Aber die ersten Spezialisten Deutschlands mußten ratlos zusehen, wie er seinen Kampf und sein Leben verlor.

Hans Riegger steht im Geiste vor uns als eine Persönlichkeit von festem und eigenartigem Gepräge, wie sie sich ergab aus seiner grundechten schwäbischen Eichenholznatur verbunden mit tiefster Wissenschaftlichkeit und dem Schuß Romantik, den jeder echte Physiker hat. In seiner Jugend war er sicherlich kein Musterknabe, und das hat ihm oft genug die üblichen unangenehmen Folgen eingebracht, die er aber als normale, bei Versuchen nicht zu vermeidende Mißerfolge gleichmütig hinnahm. Hierüber und über manche andere Jugenderlebnisse hat er uns Kollegen und Freunden aus der Institutszeit in Danzig, die wir gemeinsam in Arbeit, Vergnügen, Sport und allerhand kleineren oder größeren Fährnissen verbrachten und die unseren Kreis zu Freunden fürs Leben machte, manches mit seinem handfesten Humor erzählt. So erinnere ich mich an eine Geschichte von Riegger, wie er in seiner Heimat ganz gegen seine Voraussicht die Industrie und damit auch sich selbst erheblich kompromittierte, indem er aus einer Zigarrenkiste und einem mit einer Nadel durchstochenen Stück Blech eine Lochkamera machte, mit der er mindestens ebenso schöne Bilder zustande brachte wie mit einem ihm eben vorher gekauften teuren Apparat.

Aber nicht, als ob H. Riegger sich durch solche kleinere oder auch größere Unannehmlichkeiten hätte anfechten lassen! Er ließ sich überhaupt nicht so leicht durch etwas anfechten! Denn er war von jeher ein Mann des gleichmütigen und geruhigen Lebens, der selbst bei einem Erdbeben seine Pfeife unbekümmert zu Ende geraucht hätte. Aber daneben war er den ihm innerlich Nahestehenden der beste Kamerad, und treu wie Gold, von einer kindlichen Gutmütigkeit und zu jeder Gefälligkeit bereit. Seine Art und Weise der Beurteilung von Menschen bestand darin, daß er sie unwillkürlich in solche, die zählten, und solche, die nicht mitzählten, schied, und diese letzteren waren bei ihm sozusagen aus den Listen gestrichen, ohne daß er auf sie deswegen weiter böse gewesen wäre. Und wenn ich hier noch hinzufüge, daß er neben seinem allgemeinen Gleichmut einen unbesiegbaren schwäbischen Dickschädel sein eigen nannte, der ihn auch manches echt schwäbische und unverblümte Kraftwort produzieren ließ, so würde er mir das, wenn er es noch hören könnte, nicht im geringsten übelnehmen. Seinen Eigensinn setzte er übrigens ebenso gern im Spaß ein wie im Ernst. So hat er eines Morgens einigen Kollegen bewiesen, daß man ohne weiteres von einer Abendgesellschaft in München aus in Lackschuhen die Zugspitze besteigen könnte; denn man hatte ihm nicht glauben wollen, daß das eine Kleinigkeit wäre. Über solche für ihn unwichtige Angelegenheiten verlor er nicht gern viele Worte, sondern er ging mit gewohntem Gleichmut an die Ausführung.

Gewiß hat man Riegger auch manchmal wütend gesehen! Insbesondere konnte er jegliches autoritative Gebahren nicht leiden, und so wenig er es bei anderen vertrug, so wenig oder noch viel weniger wäre es ihm eingefallen, seinen eigenen Untergebenen gegenüber sich irgendwie aufzuspielen. Vielmehr begnügte er sich da mit sachlicher Beurteilung und sachlicher Belehrung.

Seinen wirklich seltenen Zorn hatte Riegger vielleicht für manche Menschen übrig, einschließlich sich selbst, niemals aber gegenüber den Naturgesetzen, denen er unbedingte Gerechtigkeit widerfahren ließ, mochten sie sich im Augenblicke auch gegen ihn scheinbar verschworen haben. Nein, er hätte eine Tücke des Objektes niemals behauptet oder anerkannt, sondern es war seine besondere Stärke, Tage und Nächte hintereinander unermüdlich und unbefangen durchzuarbeiten, bis er ein bestimmtes Problem gelöst hatte. Hierbei unterstützten ihn sowohl seine experimentelle Geschicklichkeit und Kritik gegenüber Messungen und Resultaten, wie auch seine überraschend umfassenden Kenntnisse auf allen Gebieten der Physik. Überhaupt war Riegger in auffallender Weise ein Mann des Arbeitens, und Reden und Schreiben erschienen ihm als Beschäftigungen zweiten oder dritten Ranges.

Auch für vielerlei Äußerlichkeiten, für Paragraphen und Vorschriften, hatte er wenig übrig. Es ist kaum möglich, sich Riegger „mit den Händen an der Hosennaht" vorzustellen! Das war nun mal nicht seine Natur! Und wenn er irgendwo las oder hörte, daß man da oder da nicht rauchen solle, daß man um sieben Uhr dreißig dort oder dort sein müsse, daß dieser Mann drei Verbeugungen und jener siebenmal die Anrede „Exzellenz" verlange, so beschloß er mit geruhiger Miene, daß es ohne alles dieses genau so gut gehen würde. Und danach handelte er auch, ohne daß er sich über etwaige Konsequenzen weiter den Kopf zerbrochen hätte. Und merkwürdigerweise — oder vielleicht auch nicht merkwürdigerweise — wirkte seine geschlossene Persönlichkeit so stark und überzeugend, daß ihm jeder das Recht, seine eigenen Wege zu gehen, stillschweigend zuerkannte, und daß er sich auf diese Weise doch durchsetzte.

Das physikalisch-technische Spezialgebiet von H. Riegger waren die Schwingungen, mechanische, akustische, elektrische, mit einigen verwandten Gebieten. Noch in seiner Assistentenzeit veröffentlichte er die vorzügliche Arbeit: „Über den gekoppelten Empfänger". In seiner Siemens-Zeit beschäftigte er sich mit so zahlreichen Problemen, daß ich sie hier nicht aufzählen kann, deren meiste er auch selbst wegen ihrer Kriegswichtigkeit nicht veröffentlichen konnte. Einige Arbeiten und Patentschriften handeln von Vakuummetern und Evakuiermethoden, andere von Gasanalyse. Dann wandte er sich der Akustik, besonders dem Unterwasserschall, zu, worin er wichtige prinzipielle Erfolge hatte. Etwa in derselben Zeit gab er eine vorzügliche Methode zur Konstanthaltung von Hochfrequenzmaschinen an, das sog. Frequenzrelais, das sich in der Praxis der drahtlosen Telegraphie hervorragend bewährte (Transradio, Nauen). Später beschäftigte sich Riegger intensiv mit den Kettenleitern, die er in mehreren Veröffentlichungen eingehend und originell behandelte. Sein Hauptinteresse in den letzten Jahren galt wieder der Akustik, und zwar diesmal den Mikrophonen und Telephonen. Er hatte es unternommen, eine klanggetreue elektrische Schallübertragung und -Wiedergabe zu schaffen, und er hat mit großem Erfolge sowohl ein besonderes Mikrophon als einen besonderen Lautsprecher gebaut und deren Probleme durchgearbeitet. Die mit seinem Kondensatormikrophon und seinem elektrodynamischen Lautsprecher mit Kolbenmembran gegebenen Konzerte sind das Vollkommenste, das man je auf diesem Gebiete gehört hat. Er nannte übrigens Mikrophone allgemein: „Loser", und Telephone: „Haller", ein interessanter Beweis für seine Neigung zur Vervollkommnung unserer Sprache.

Viele andere Gebiete und Einzelheiten hat Riegger zwischen seinen Hauptthemen stets bearbeitet, und immer waren seine Arbeiten wertvoll und originell. Aber über



sein Hauptgebiet darf man ruhig sagen, daß er einer der wenigen, wohl an den Fingern zweier Hände herzählbaren Leute mit wirklichen Kenntnissen von elektrischen und akustischen Schwingungen war, trotz der vielen Tausende, die heute unbedingt darüber schreiben zu müssen glauben.

Riegger ist von uns geschieden, sein Körper hat den Kreislauf in die Materie zurückgelegt, sein Geist, seine Seele, sein Leben sind ins Unbekannte gewandert. Sein Andenken aber wird unter uns bleiben.

H. Rukop.

Neuere Ergebnisse in der drahtlosen Telegraphie mit kurzen Wellen.

Von **H. Rukop.**

(Mitteilungen aus den Laboratorien von Telefunken, Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, vorgetragen auf der Versammlung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik in Danzig, im September 1925.)

I. Vorgeschichte.

Die Technik der drahtlosen Telegraphie der ganzen Welt hat im Laufe der vergangenen zwei Jahre eine große Überraschung erlebt, nämlich die unerwartete Wirksamkeit der kurzen Wellen für den transozeanischen Verkehr. Unter kurzen Wellen sind hier solche von etwa 100 m und darunter zu verstehen, d. h. elektrische Schwingungen von Frequenzen von etwa 3 Mega-Hertz und darüber, die sich durch außerordentlich auffallende Resultate auf große Reichweiten auszeichnen.

Wenn die drahtlose Telegraphie heute immerhin auf ein Alter von 25 Jahren zurückblickt, so muß man sie doch im Vergleich zu anderen Industrien und Techniken eine sehr junge nennen, bei der die Entwicklung zwar außerordentlich schnell und schnell wechselnd fortgeschritten ist, die aber noch keineswegs einen gewissen Gleichgewichtszustand erreicht hat. Über die Grundbegriffe der drahtlosen Telegraphie, über die elektrodynamischen Vorgänge in den Apparaten selbst, sowie die der Ausstrahlung und Einstrahlung bei Antennen herrschen wohl kaum bemerkenswerte Meinungsverschiedenheiten. Ein schwierigeres Kapitel war aber immer die Ausbreitung der Wellen über unsere Erde hin. Diese Ausbreitung war in eingehenden theoretischen und experimentellen Untersuchungen von den ersten Jahren der drahtlosen Telegraphie an weitgehend geklärt worden (J. Zenneck, A. Sommerfeld, H. Poincaré, J. W. Nicholson, L. W. Austin, v. Rybczinski, L. F. Fuller, W. H. Eccles [1]). Es besteht kein Zweifel, daß die wahren Verhältnisse durch die Formeln der betreffenden Autoren in vieler Beziehung annähernd richtig wiedergegeben werden. Die rechnerisch gefundenen Formeln, die sich auf den Ausbreitungsvorgang längs der Kugeloberfläche der Erde beziehen, berücksichtigen zahlreiche Faktoren, die Eigenschaften der Strahlung an sich, die Leitfähigkeit und Dielektrizität des Erdbodens, die Ablösung der Strahlung von der Erde durch die kugelige Gestalt bzw. die „Zerstreuung", enthalten jedoch zunächst keine Glieder für die Absorption, Reflexion oder Brechung durch die Erde oder die Atmosphäre. Will man nun in einer bestimmten Entfernung von einem bekannten Sender die elektrische Feldstärke der ankommenden Strahlung berechnen, so bedient man sich hierzu vorzugsweise der Austinschen Formel:

$$\mathfrak{E} = 120\pi \frac{J_s h_s}{\lambda d} \sqrt{\frac{\vartheta}{\sin\vartheta}}\, e^{-\frac{0{,}0015\, d}{\sqrt{\lambda}}},$$

die gegenüber den errechneten Formeln oben genannter Autoren eine kleine durch Messung gefundene Korrektion besitzt. In dieser Formel bedeuten J_s die Stromstärke in der Senderantenne, h_s deren effektive Strahlungshöhe, λ die gesendete Wellenlänge, d den längs des größten Kugelkreises gemessenen Abstand des Empfangsortes vom Sender, sämtliche Längen in Kilometer, ϑ den Winkel, den die zu den beiden Stationen gehörigen Erdradien miteinander bilden, und $\mathfrak{E}$ die elektrische Feldstärke am Orte des Empfangs in Mikrovolt je Meter. Soll nun z. B. die Abhängigkeit der Empfangsfeldstärke von der Wellenlänge für zwei bestimmte Orte abgeleitet werden, so muß man gewisse Bedingungen über den Sender noch hinzunehmen, beispielsweise, daß der Antennenstrom konstant sein soll, oder daß bei konstanter Antenne eine bestimmte Kilowattzahl zur Verfügung steht, oder daß die Antenne bis an ihre Sprühgrenze beansprucht werden soll, oder ähnliches. Kombiniert man die sich daraus ergebende Gesetzmäßigkeit zwischen J_s und λ mit der Austinschen Formel, so erhält man eine Funktion, die etwa die Form der Kurve I in Fig. 1 hat.

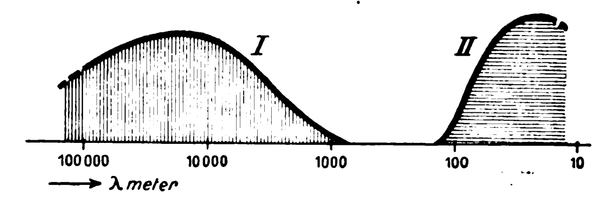


Fig. 1.

Diese Funktion findet man nun im allgemeinen in der Praxis mit annehmbarer Genauigkeit bestätigt. Man findet da ein Optimum bei gewissen mittleren Wellenlängen, welches nach einer Faustregel etwa so liegt, daß die günstigste Wellenlänge der 500. Teil der Entfernung zwischen den beiden Stationen ist, d. h. man hat auf eine Entfernung von etwa 6000 km (Nauen—New York) eine Welle von 12000 m als recht günstig gefunden usw. Bei Anwendung viel längerer Wellen findet man deutlich, daß durch mangelnde Strahlung die Empfangsintensität sinkt. Ebenso findet man, daß bei Anwendung viel kürzerer Wellen trotz der erhöhten Ausstrahlung die Intensität weitgehend nachläßt, und zwar, wie man weiß, einerseits infolge Ablösung von der Erdkugel (Zerstreuung), andererseits infolge Absorption. Sehr ungünstig werden in der Tat für den transozeanischen Verkehr Wellenlängen, welche unter etwa 1000 m liegen, so daß man in dem letzten Jahrzehnt annehmen konnte, daß die in Fig. 1 gezeichnete Kurve I die wahren Verhältnisse absolut richtig wiedergibt, und kein Fachmann, der etwas auf seinen wissenschaftlichen oder technischen Ruf gab, hätte es gewagt, in Verbindung mit Reichweiten von etwa 10000 km oder

ähnlichen von Wellenlängen weit unter 100 m zu sprechen. Und gerade dies ist das Ereignis geworden!

Die Entdeckung der außerordentlichen Wirksamkeit dieser kurzen Wellen geschah zufällig, und zwar dadurch, daß in den Vereinigten Staaten von Nordamerika den Amateuren, die sich durchaus auch mit Senden befassen wollten, gesetzlich Wellenlängen unter 125 m zugewiesen wurden. Nun zeigte sich alsbald, daß solche Sender mit kurzen Wellen in ganz außerordentlichen Entfernungen, beispielsweise in Europa aufgenommen wurden, und mit einem Schlage richtete die gesamte drahtlose Technik ihr Augenmerk auf dieses seltsame Phänomen.

Man wird hier sofort die Frage aufwerfen, wie eine so wichtige Tatsache so lange verborgen bleiben konnte! Die Erklärung hierfür läßt sich aus der Geschichte der drahtlosen Telegraphie zwanglos ableiten.

Es kann kein Zweifel bestehen, daß die neuartigen guten Resultate mit kurzen Wellen nur auf die Ära der Röhrensender und der Röhrenempfänger zurückzuführen sind. Denn im Prinzip ist das Senden mit so kurzen Wellen keineswegs eine Neuheit. Man muß daran erinnern, daß in den ersten Zeiten der drahtlosen Telegraphie mit Righi-Oszillatoren gearbeitet wurde, die im allgemeinen bei den damals gebräuchlichen Abmessungen Wellenlängen von höchstens einigen Metern Länge gegeben haben mögen. Wenigstens war es die damalige Absicht, mit solchen Oszillatoren und solchen Wellenlängen zu arbeiten, wenn auch in der Tat durch das Anschalten der Luftdrähte unmittelbar an die Righi-Oszillatoren die Wellenlängen weitaus länger ausgefallen sind.

Unbedingt haben in diesen Jahren die technischen Mittel, insbesondere auch die des Empfanges, nicht ausgereicht, als daß an solche Resultate zu denken gewesen wäre.

Einige Jahre später, in der Ära der Tonsender, wäre vielleicht vom Standpunkt der Sender an so kurze Wellen zu denken gewesen. Aber selbst dann hätte man keine Empfangsresultate erhalten, denn es gab keine durchgearbeitete Empfangs- und Verstärkertechnik, wie sie hierfür notwendig gewesen wäre. Die Poulsenlampen und Maschinensender nebenbei waren zur Erzeugung so kurzer Wellen ganz ungeeignet.

Erst nach der Durcharbeitung der Senderöhren, als das Hervorbringen von ungedämpften Schwingungen bis zu Wellenlängen von etwa 1 m außerordentlich leicht gemacht wurde, fanden sich wieder Versuche mit kurzen Wellen ein. In der Tat sind in den Jahren 1916 usw. die technischen Hilfsmittel, nämlich Senderöhren für annehmbare Leistungen, Überlagerer, sämtliche notwendigen Empfangs- und Verstärkerschaltungen soweit entwickelt gewesen, daß es zur Auffindung und Feststellung der singulären Eigenschaften der kurzen Wellen ausgereicht hätte. Aber unterdessen hatte hier die Theorie und Erfahrung anscheinend übereinstimmend bewiesen, daß die Ausbreitung auf der Erde die Gesetzmäßigkeit zeigt, wie sie durch Fig. 1 Kurve I dargestellt wird. Da nun diese Darstellung bis zu etwa $\lambda = 150$ m herunter in der Tat auch heute noch vollständig richtig ist, auch niemals je eine bedeutungsvolle Abweichung oder Ausnahme gefunden wurde, hat man sie logischerweise auch für noch kürzere Wellen für richtig gehalten und es für verlorene Mühe ansehen müssen, noch weiter mit den Wellenlängen herunterzugehen. Nur für Spezialzwecke, Richtungsenden mit Reflektoren auf kürzere Entfernungen, schienen die kurzen Wellen noch aussichtsvoll, und wurden sie in der Tat öfter zu verwenden gesucht.

Insbesondere ist hier zu erwähnen die groß angelegte Versuchsreihe von C. S. Franklin, Marconi-Company[2]) etwa im Jahre 1919 ff. Jedoch hat sich aus dieser Reihe offensichtlich infolge Fehlens von anderweitigen Empfangsbeobachtungsstellen für diese Wellenlängen die enorme Wichtigkeit der kurzen Wellen noch nicht ergeben, obgleich die Vorbedingungen hierfür in der Senderanordnung von C. S. Franklin durchaus gegeben waren. Auch die Empfangsstellen der Marconi-Gesellschaft selbst hatten z. Zt. der anderweitigen Entdeckung der fabelhaften Reichweiten der kurzen Wellen entsprechende Resultate noch nicht gezeitigt, so daß ihr der Entdeckerruhm durch die zufällig gefundenen Resultate verloren ging.

Nachdem sich also die ersten Anzeichen über die außerordentlichen Reichweiten der kurzen Wellen durch Beobachtung an mehreren Stellen bewahrheitet hatten, gingen die interessierten Kreise mit aller Energie an die Durcharbeitung dieses wichtigen neuen Zweiges der Hochfrequenztechnik.

Die Telefunken-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, welche zusammen mit der Transradio-Gesellschaft für drahtlosen Überseeverkehr an der Übertragung von Nachrichten durch drahtlose Telegraphie auf größte Reichweiten interessiert ist, hat ebenfalls sofort die Durcharbeitung dieser Probleme in Angriff genommen und hat durch Bau und Inbetriebnahme einiger Röhrensender für kürzere Wellen zwischen etwa 100 und 10 m Wellenlänge im Verkehr von Nauen aus mit weit gelegenen Empfangsstationen, wie Buenos-Aires (12 000 km), Bandoeng, Java (11 000 km), Osaka, Japan (9 000 km) wichtige Resultate und Fortschritte erzielt und bemerkenswerte Erfahrungen gesammelt. Auch an mehreren andern Stellen der Hochfrequenzindustrie, sowie durch die staatlichen Laboratorien verschiedener Länder sind wichtige Ergebnisse gewonnen und bekanntgegeben worden. Auch die Amateure, insbesondere die der Vereinigten Staaten von Nordamerika, haben wesentliches Material über die Ausbreitung der kurzen Wellen in Abhängigkeit von verschiedenen Variablen, wie Tageszeit, Jahreszeit, Wellenlänge usw. gefunden. Man hat infolgedessen ein provisorisches Bild über die seltsamen Erscheinungen bei der Telegraphie mit kurzen Wellen erhalten.

Und bevor ich auf das Hauptthema der vorliegenden Mitteilung, nämlich die Resultate, die Telefunken gemeinsam mit Transradio bei den Versuchen zur Überbrückung großer Entfernungen erreicht hat, eingehe, sollen des besseren Verständnisses wegen diejenigen physikalischen Erscheinungen auseinandergesetzt werden, welche das unterschiedliche Verhalten der kurzen Wellen gegenüber den langen begründen, soweit man sie heute zu kennen glaubt.

II. Die Ausbreitungsvorgänge.

Die Ausbreitung und Übertragung der kurzen Wellen zeigt gegenüber denen der langen Wellen einige auffallende Unterschiede, die zum Teil in den Abhandlungen von A. Meißner[3]) und A. Esau[4]) bereits beschrieben sind. Insbesondere machen sich bei den kurzen Wellen folgende Eigenschaften bemerkbar: Die Fadings, d. h. plötzliche starke Schwankungen der Lautstärke, wie sie z. B. in der späteren Fig. 12 dargestellt sind, dann die außerordentlich großen Unterschiede zwischen Tages- und Nachtlautstärken, das Auftreten von günstigen Wellen, in deren unmittelbarer Nachbarschaft ungünstige Wellen liegen können, der Wechsel der günstigsten Wellenlängen mit der Tages- und Jahreszeit und schließlich die sogen. „toten Zonen". Wenn wir also jetzt der Kurve I in Fig. 1 eine die neuen Resultate mit kurzen Wellen enthaltende Ergänzung beifügen, so muß gleich betont werden, daß diese Ergänzung der ursprünglichen Kurve nicht

gleichberechtigt ist, sondern daß sie nur die günstigsten Fälle darstellt. Wenn auch im Gebiete I mancherlei Feldstärkenschwankungen etc. je nach Tages- und Jahreszeit vorkommen, so werden diese doch durch die bei kurzen Wellen auftretenden Fehlerscheinungen tausendfach übertroffen, wie die Resultate in Abschnitt III zeigen. Unter der Voraussetzung seiner Unzuverlässigkeit also läßt sich das Kurzwellengebiet zu dem Langwellengebiet etwa folgendermaßen in Beziehung setzen.

Es besteht nach den bisherigen Resultaten kein Zweifel, daß sich neben dem Wellenlängengebiet, wie es in Fig. 1 Kurve I gezeichnet ist, ein weiteres, sogar außerordentlich günstiges Gebiet etwa wie Kurve II in Fig. 1 mit Wellenlängen von etwa 120 m und darunter ergibt, daß aber zwischen dem Gebiet und dem langwelligeren der Kurve I ein auf transozeanischen Entfernungen unbrauchbares Gebiet liegt. Daß dieses Gebiet II in der Austinschen Formel nicht enthalten ist, liegt darin begründet, daß diese Formel nur die Verhältnisse für eine direkte Übertragung längs der Erdoberfläche angibt, daß aber die Wirksamkeit der kurzen Wellen — wie man heute mit größter Sicherheit behaupten kann — eine indirekte ist. Hierunter soll verstanden sein, daß die kurzen Wellen zwar auch einerseits ihren Weg längs der Erdoberfläche nehmen, daß aber die Energie, die man an Entfernungen von mehreren tausend Kilometern mißt, nicht von einer Fortpflanzung längs der Erdoberfläche stammt, sondern daß sie aus den oberen Schichten der Atmosphäre zurückgekehrt ist. Die Gründe für diese Annahme sind in verschiedenen experimentellen Ergebnissen des letzten Jahres enthalten.

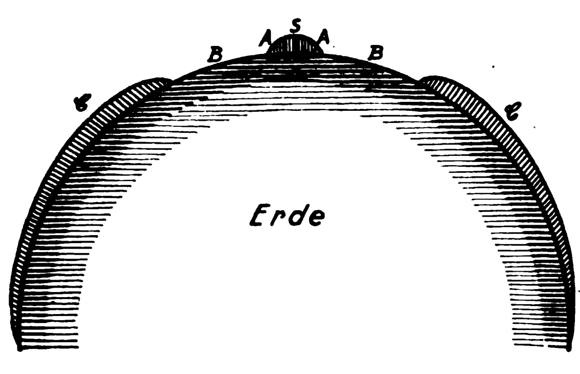


Fig. 2a.

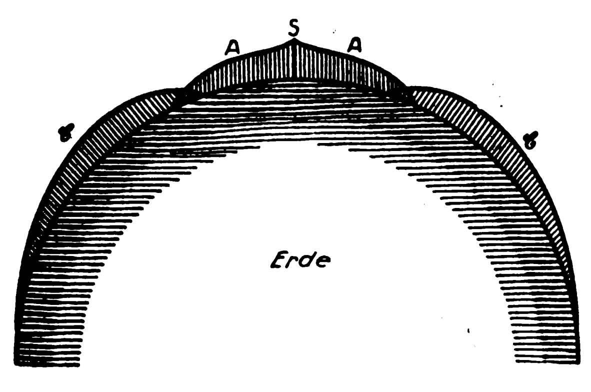


Fig. 2b.

Einer der wichtigsten Gründe, die man hierfür anführen kann, ist die unter gewissen Bedingungen auftretende sogen. „tote Zone". Die Empfangsintensität hat nämlich oft um einen Sender herum eine merkwürdige Verteilung, indem zunächst (s. Fig. 2a) eine Zone merklicher Intensität um die Senderantenne (*S*) herum vorhanden ist (*A*). Hinter dieser Zone findet man eine zweite (*B*), in welcher die Empfangsintensität außerordentlich gering ist, während in einer gewissen Entfernung sich wieder eine Zone erhöhter Empfangsintensität (*C*) bemerkbar macht, die eine riesige Ausdehnung haben kann. Die einfachste Erklärung hierfür ist dann, daß die Zone *A* die der direkten Übertragung durch Oberflächenwellen ist, daß diese Oberflächenwellen dann am Anfang der Zone *B* durch Absorption und Abstrahlung in ihrer Intensität weitgehend gesunken sind, so daß man von ihnen praktisch keine Empfangsresultate mehr erhält. Eine größere Menge Strahlungsenergie hat jedoch anscheinend von der Sendeantenne aus ihren Weg schräg nach oben genommen und kehrt infolge später noch klarzustellender physikalischer Verhältnisse zur Erde zurück, wo sie sich in der Zone *C* bemerkbar macht.

Über die Existenz der toten Zonen sind weitgehende statische Untersuchungen mitgeteilt worden von J. L. Reinartz [5]), ferner von A. H. Taylor und E. O. Hulburt [6]). Insbesondere sind genaue Aufstellungen hierüber in der in Anmerkung [6]) zweitgenannten Arbeit enthalten, aus welchen hervorgeht, daß die tote Zone hauptsächlich von der Wellenlänge abhängt, daß sich nämlich im allgemeinen bis zu Wellenlängen von 50 m herunter tote Zonen nicht ergeben, daß diese in der Gegend von 40 m Wellenlänge zunächst Breiten von etwa 100 bis 200 km annehmen können, und daß ihre Breite bis zu 15 m Wellenlänge herunter dann außerordentlich wächst und dort bis weit über 1000 km hinausreichen kann.

Die direkten Empfangszonen *A*, Fig. 2, die man bei den verschiedenen Wellenlängen erhält, können je nach den Vorbedingungen eine Breite zwischen wenigen Kilometern (gelegentlich schon weniger als 10 km festgestellt) und 100 bis 200 km haben, und sie dürften hier durch die Austinsche Formel in ihrer bisherigen Fassung annähernd richtig wiedergegeben werden. Nicht immer aber liegt hinter dem Gebiete der direkten Reichweite eine tote Zone, wie gesagt, auf die eine zweite Empfangszone folgt. Oft hat man nur eine ununterbrochene breite Empfangszone. Aber auch in diesem Falle gibt es direkte und indirekte Übertragung. Bei längeren Wellen des Bereiches II, etwa 60 bis 100 m, kann nämlich die direkte Reichweite so groß werden, daß sie in die Zone der indirekten Übertragung hinübergreift. Es würde sich dann ein Bild wie Fig 2b ergeben, wo die Zonen *A* und *C* einander überlappen, so daß *B* wegfällt. Ein vom Sender ausgehender, sich entfernender Empfänger würde demnach im Falle einer Verteilung wie Fig. 2a eine Lautstärke in Abhängigkeit von der Entfernung wie Fig. 3 Kurve *a*, im Falle der Verteilung wie Fig. 2b aber eine solche wie Kurve *b* in Fig. 3 geben. In der Tat kann man

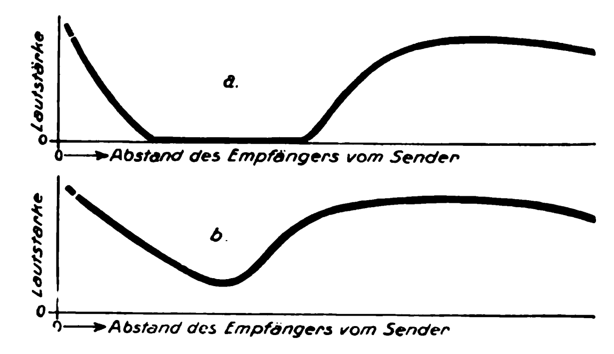


Fig. 3.

in der Praxis Resultate beider Art erhalten. Es ist leicht erklärlich, daß die Fadingerscheinungen an diesen Stellen, wo die direkte Reichweite mit der indirekten Reichweite sich überlappt, besonders groß sind. Dagegen sind

2*



sie keineswegs auf diese Zone beschränkt; denn auch dort, wo unweigerlich nur indirekte Reichweite in Frage kommt, d. h. bei 10 000 km und mehr, treten sie ebenfalls mit großer Heftigkeit auf. Ein weiterer Grund für die Annahme, daß auf große Entfernungen die kurzen Wellen keine direkten Wege gehen, ist die Tatsache, daß ihre Peilung dort außerordentlich unscharf, wenn nicht vollständig unmöglich ist, d. h. daß die Strahlung dort einen trüben oder diffusen Charakter hat.

Eine außerordentliche interessante Messung über die Rückkehr von Wellen aus der oberen Atmosphäre hat E. V. Appleton[7]) gemacht. Er stellte an einem Empfangsorte, der etwa 150 km vom Sender entfernt lag, mit Wellen von einigen hundert Metern Länge fest, daß an dem betreffenden Orte sowohl direkte Ausbreitung als auch indirekte vorhanden war, indem er die Interferenz zwischen den beiden aufsuchte. Er fand dabei beim Variieren der Senderwellenlänge sehr dicht nebenliegende Maxima und Minima des Empfanges, aus denen er ableiten konnte, daß der Gangunterschied zwischen den beiden Strahlen einige hundert Perioden betrug. Aus der Entfernung der Station und dem Gangunterschied (80 km) konnte er dann ableiten, daß der indirekte Strahl aus einer Höhe von 80 bis 90 km zurückkehrte, — eine Höhe, wie sie nach unserer Kenntnis der meteorologischen Verhältnisse für den Eintritt einer erheblichen Leitfähigkeit durchaus wahrscheinlich ist.

Wenn wir also als bewiesen annehmen, daß die Strahlung aus den oberen Schichten der Atmosphäre zurückkehren kann, so sind immerhin komplizierte Erscheinungen zum Zustandekommen dieses Phänomens notwendig. Es gibt dafür mehrere Erklärungsmöglichkeiten. Eine einfache Annahme wäre, daß die elektrischen Wellen an der Grenze zwischen Atmosphäre und leerem bzw. von gefrorenem Gasstaub durchsetztem Raume total reflektiert werden. Offensichtlich ist diese Erklärung aber nicht ausreichend; denn wenn es sich da nur um die dielektrischen Eigenschaften der Atmosphäre handeln sollte, wäre nicht einzusehen, warum nicht im gleichen Maße Wellen bis zu den längsten hin ebenso total reflektiert werden. Denn eine entsprechende Dispersion der atmosphärischen Luft anzunehmen, wäre unbegründet. Übrigens müßten, wie man aus der Konfiguration der Luftschicht zur Erde leicht ableiten kann, die Wellenstrahlen, um einen Weg, beispielsweise von Nauen nach Buenos Aires, d. h. etwa 110 Winkelgrad zurücklegen zu können, zahlreiche Totalreflexionen durchmachen. Anstatt einer totalen Reflexion beim Übergang von Luft in den Weltenraum läßt sich zweitens auch die Reflexion an der viel besprochenen Heaviside-Schicht annehmen, d. h. an einer Schicht, welche gegenüber den Luftschichten an der Erdoberfläche eine erheblich erhöhte Leitfähigkeit infolge Ionisation besitzen soll. Hier gilt zunächst das gleiche, was über mehrfache Reflexion für den vorliegenden Fall gesagt ist. Die Möglichkeit einer selektiven Reflexion ist hier jedoch nicht von der Hand zu weisen und wird aus der folgenden vierten Erklärungsmöglichkeit verständlich werden.

Eine dritte Erklärungsmöglichkeit ist eine Refraktion, d. h. eine solche Brechung der Wellenstrahlen in den oberen Schichten der Atmosphäre, daß der Strahl einen Weg nimmt, der der Krümmung der Erde analog ist, so daß, nachdem die Wellen einmal gewisse Höhen erreicht haben, sie nun ohne Reflexionen ihren Weg an entfernte Stellen der Erde nehmen, wobei allmählich verstreut die Energie wieder auf die Erde zurückkehrt. Die physikalischen Voraussetzungen für einen solchen gekrümmten Weg sind nur die, daß Fortpflanzungsgeschwindigkeit in den oberen Luftschichten eine etwas größere sein muß als in den unteren, und zwar natürlich in dem Maße, daß die Strahlenkrümmung gerade etwa gleich der Erdkrümmung wird. Auch hier könnte man zunächst rein dielektrische Unterschiede annehmen. Hierzu müßte die Dielektrizitätskonstante, d. h. die Dichte der unteren Luftschichten im Vergleich zu der der oberen immerhin größer sein, als es wohl in Wirklichkeit der Fall ist, und man müßte den Wasserdampfgehalt in den tieferen Schichten oder ähnliches zu Hilfe nehmen, worauf schon bei den vorgenannten Autoren hingewiesen ist. Jedoch kämen wir auch hier wieder in das Dilemma, daß wir bei einer rein dielektrischen Erklärung eine durch nichts zu begründende Dispersion der Luftschichten annehmen müßten, um den außerordentlichen Unterschied in der Ausbreitung der kurzen Wellen gegenüber den langen zu rechtfertigen. Diese Erklärung scheint demnach auch nicht stichhaltig.

Man nimmt heute hauptsächlich an, daß eine Krümmung der Wellenstrahlen vorliegt, also keine Reflexion, sondern eine Refraktion, und daß diese Krümmung dadurch bewirkt wird, daß in den oberen Schichten die Dielektrizitätskonstante durch Leitfähigkeit effektiv verkleinert, d. h. die Fortpflanzungsgeschwindigkeit vergrößert wird. Die Existenz einer solchen Leitfähigkeit ist nicht unwahrscheinlich, und es erscheint durchaus gerechtfertigt, eine Schicht derartiger Leitfähigkeit „Heaviside-Schicht" zu nennen. Denn die Annahme von O. Heaviside besteht darin, daß sich in den höheren Luftschichten solche mit erheblicher Ionisation und daher erheblicher Leitfähigkeit befinden und daß dadurch die Ablösung der elektrischen Wellen von der Erde, das Hinausstrahlen in den Weltenraum verhindert und die Empfangsintensität über die durch die Beugungsformel angegebene gesteigert wird. Ob diese Zusammenhaltung der Strahlung nun durch Reflexion oder Refraktion erfolgt, dürfte für die Bezeichnung „Heaviside-Schicht" sehr wenig ausmachen. Jedenfalls kann man nicht bestreiten, daß der große Gelehrte mit intuitivem Blick den günstigen Einfluß atmosphärischer Verhältnisse, nämlich leitender Schichten, auf die Ausbreitung der elektrischen Wellen erfaßt hat, auch wenn seine Erklärung nicht zu 100% richtig gewesen sein sollte.

Die Annahme einer Strahlenkrümmung durch Verkleinerung der Dielektrizitätskonstante der oberen Schichten infolge Leitfähigkeit ist nämlich nicht nur imstande, die außerordentlich günstigen Reichweiten und das Zusammenhalten der Strahlungsenergie, sondern auch gleichzeitig den Unterschied in der Ausbreitung der kurzen Wellen gegenüber den langen zu erklären.

Es ist schon vor der Entdeckung des Kurzwellenphänomens darauf hingewiesen worden, daß in der drahtlosen Telegraphie eine Strahlenkrümmung eintreten muß, wenn die wirksame Dielektrizitätskonstante der Luft in höheren Schichten durch Ionisation bzw. Leitfähigkeit verkleinert wird (H. W. Eccles, J. Salpeter, B. van der Pol und andere)[8]). Die Annahme, die man über die Ionisationsdichte in den höheren Schichten machen muß, um eine entsprechende Änderung der Dielektrizitätskonstante durch Leitfähigkeit in den oberen Schichten zu bekommen, sind durchaus plausibel und stimmen annehmbar mit dem überein, was man über die Ionisation in der oberen Atmosphäre durch ultraviolettes Licht, durchdringende Strahlung, α-Strahlen, Kathodenstrahlen zu wissen glaubt. Weiterhin kann man aber sagen, daß eine solche Verkleinerung der Dielektrizitätskonstante ohne erhebliche Verluste in den betreffenden Schichten nur eintreten kann, wenn die ionisierten Träger imstande sind, dem elektrischen Feld der Schwingungen in ausreichender Weise zu folgen. Eine Durchrechnung dieser Verhältnisse hat neuerdings J. Lar-

mor[9]) angestellt und gezeigt, daß man da zu durchaus befriedigenden Resultaten kommt. An sich, wie man leicht einsehen wird, ist die Dielektrizitätskonstante in der ionisierten Luft abhängig von der Frequenz, da ja das Folgen der Ionen bzw. Elektronen im elektrischen Feld ebenfalls von der Frequenz abhängig ist, nämlich bei hohen Frequenzen geringer als bei tiefen. Hiernach müßte die Dielektrizitätskonstante für die kürzesten Wellen die geringste Abnahme zeigen, für längere Wellen eine größere, d. h. die Strahlen der kürzesten Wellen werden weniger gekrümmt werden als die der längeren. Wieweit das den Tatsachen entspricht, weiß man noch nicht genau, aber jedenfalls haben A. H. Taylor und E. O. Hulburt[6]) behauptet, daß von Wellenlängen von etwa 10 bis 15 m nach kürzeren hin eine Rückkehr der Strahlung aus der oberen Atmosphäre kaum noch stattfindet. Bei Wellen über 15 m würde man aber nach allem, was man da annehmen kann, eine ausreichende Krümmung durch die Leitfähigkeit erhalten, um die großen Reichweiten erklären zu können. Weiterhin findet sich aber auch nach längeren Wellen hin eine Grenze, welche, wie aus der Fig. 1 hervorgeht, in der Gegend einer Wellenlänge von etwa 125 m liegt, von welcher an die günstige Ausbreitung wegfällt. Zur Erklärung dieser Tatsache könnte man anführen, daß von gewissen Frequenzen an die Ionen in der Zeit zwischen zwei Zusammenstößen mit Gasmolekülen nicht mehr Zeit haben, diesen relativ langsameren Schwingungen so zu folgen, daß eine verlustlose Krümmung des Strahles eintreten könnte, d. h. von bestimmten Schwingungszahlen an nach tieferen hin kehrt die Energie infolge Absorption durch die Zusammenstöße der Ionen nicht mehr auf die Erde zurück, sondern sie wird in den oberen Schichten verzehrt. Aber möglicherweise ist dies nicht der direkte Grund für die Grenze. Man darf vielleicht nicht annehmen, daß schon bei Wellen von 125 m die Absorption zu stark ist, als daß noch eine wesentliche Zone indirekter Reichweite auftreten könnte. Denn die obengenannten Messungen von E. V. Appleton, die mit Rundfunkwellen angestellt sind, zeigen, daß auch bei diesen relativ langen Wellen eine starke Rückkehr noch stattfindet. Wahrscheinlich reicht das Rückkehrphänomen bis zu denjenigen langen Wellen hin, wo noch Fadings auftreten, das heißt etwa bis kurz unter 1000 m, und die Fadings sind die Folge der Zweiwegstrahlung. Aber zu der günstigen Reichweite gehört nicht nur die Rückkehr, sondern außerdem eine passende Strahlenkrümmung, um einen langen Weg längs der Kugelfläche der Erde veranlassen zu können. Es ist aber anzunehmen, daß nur ein gewisser Wellenbereich da günstige Verhältnisse vorfindet, die für die kürzeren Wellen wahrscheinlich in den höheren Schichten liegen, die für die längeren in den tieferen. Möglicherweise liegt dann bei etwa $\lambda = 125$ m eine Grenze, von der an die Krümmung zu groß ist, daß die Rückkehr immer schon zu zeitig eintritt, große Reichweiten sich also nicht ergeben können. Bei $\lambda = 10$ bis 15 m liegt dann, wie gesagt, vielleicht die andere Grenze, von der an die Krümmung zu klein ist, als daß noch eine Rückkehr eintreten könnte.

Ähnliche Erwägungen ergeben sich, wenn man nicht eine Refraktion, sondern eine Reflexion an leitenden Luftschichten annimmt (siehe oben, zweite Erklärung), d. h. so müßten ähnliche Frequenzabhängigkeiten auftreten. Allerdings verlangt die Reflexion einen Gradienten der Ionisation mit der Höhe, der nicht ohne weiteres als vorhanden angenommen werden kann. Immerhin liegen die zahlenmäßigen Verhältnisse so, daß eine Reflexion doch im Bereiche der Möglichkeit liegt. Über diese Fragen hat G. J. Elias[10]) in seiner obengenannten Abhandlung eine umfangreiche Diskussion angestellt, in der zahlreiche quantitative und qualitative Daten für und wider die einzelnen Annahmen enthalten sind.

III. Die Übertragungsversuche Nauen—Buenos Aires.

Telefunken richtete sofort bei Eintreffen der ersten Nachrichten über auffallende Kurzwellenresultate sein gesamtes Augenmerk auf diese wichtige Tatsache und beschloß, alsbald mit aller Beschleunigung eine Übertragungsprobe von Nauen nach Buenos Aires anzustellen, wohin die Übertragung mit langen Wellen sich bisher als unsicher trotz Aufwand erheblicher technischer Mittel erwiesen hatte.

Die experimentellen Hilfsmittel für Kurzwellensender sind im allgemeinen einfach, so daß ich nicht allzu sehr darauf einzugehen brauche. Es liegt auf der Hand, daß der Röhrensender hierfür wohl das einzig Gegebene ist, und ich glaube nicht, daß man heute zu einem ernsthaften Erfolge mit einer anderen Type käme. Allerdings erfordern die kurzen Wellen, wenn man zu größeren Leistungen übergehen will, im allgemeinen Spezialröhren, welche erstens in ihren Zuleitungen keine erheblichen Selbstinduktionen enthalten dürfen, und zweitens für die große Belastung, welche sich aus dem kapazitiven Blindstrom auf die Elektroden ergibt, eingerichtet sind, indem insbesondere die eingeschmolzenen Durchführungen für entsprechend hohe Ströme dimensioniert werden. Solche Spezialröhren für kurze Wellen zeigen die Fig. 4 und 5, und zwar ist Fig. 4 eine Röhre im Glaskolben für eine Hochfrequenzleistung von

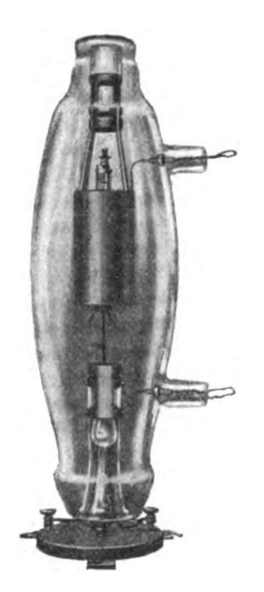


Fig. 4.

etwa 1,5 kW bei 4000 Volt Anodengleichspannung, die für Wellen bis zu 10 m herunter einwandfrei arbeitet. Fig. 5 zeigt Typen von Röhren mit wassergekühlter Anode, die im allgemeinen Leistungen von 10 bzw. 20 kW Hochfrequenz hergeben, in der vorliegenden spezialen Kurzwellenausführung jedoch zu etwa 6 bis 8 bzw. 12 bis 16 kW zu rechnen sind. Der erste Kurzwellensender, den wir für die beabsichtigte große Versuchsreihe herstellen, ist in Fig. 6 zu sehen. Er zeigt zwei parallel liegende Röhren der in Fig. 4 abgebildeten Glaskolbenröhre und arbeitete in Selbsterregung, gespeist auf der Kathodenseite von einer Akkumulatorenbatterie und im Anodenkreis von einer 4000-Volt-Gleichstromdynamo. Besondere Vorsichtsmaßregeln mußten angewendet werden, um die Frequenz des Senders genügend konstant zu halten, damit man in Buenos Aires mit einem

reinen Überlagerungston empfangen konnte. Diese Methode, nämlich ungedämpft unmoduliert mit möglichst konstanter Frequenz zu senden und mit Überlagerung und reinem Ton zu empfangen, hat sich zunächst für die Empfangsverhältnisse in Buenos Aires allem anderen überlegen gezeigt. Wir bewerkstelligten die Konstanthaltung hauptsächlich dadurch, daß für den Sender, insbesondere für die fremderregenden Vorstufen, wenn solche angewendet würden, extra konstante bzw. konstant gemachte Elektrizitätsquellen ausgewählt wurden. Weiterhin mußten sämtliche Senderteile nach außen hin elektrostatisch abgeschützt, Erschütterungen, langsame Erwärmung der Hochfrequenzteile, Rückwirkung einer

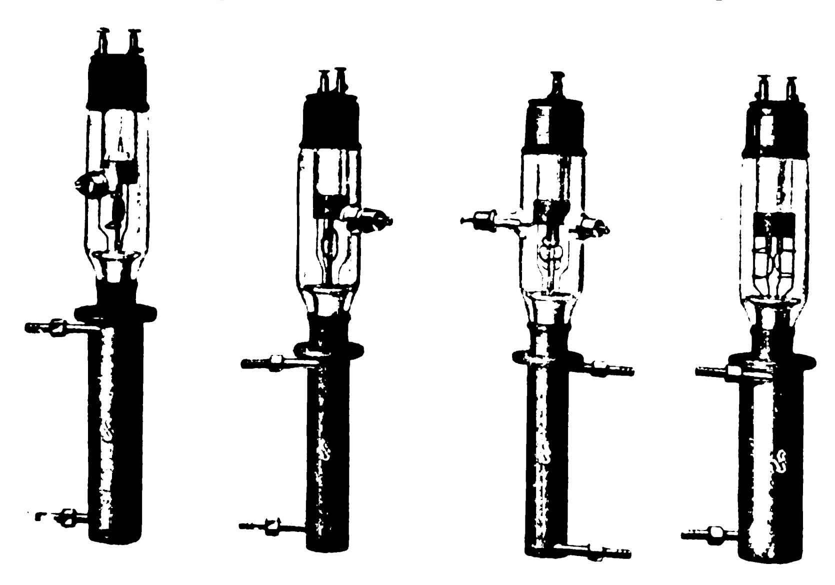


Fig. 5.

schwankenden Antenne auf den Sender vermieden und besondere Tastmethoden eingeführt werden. Es ist auch möglich, die Frequenz automatisch durch Rückwirkungsmethoden konstant zu halten. Ferner ist ein wichtiges und physikalisch ganz hervorragend interessantes Hilfsmittel die Konstanthaltung durch einen piezoelektrischen Quarz nach W. G. Cady[11]), die heute schon weitgehend in die Technik eingeführt ist. In den hier zu besprechenden Versuchsreihen hatten wir die beiden letztgenannten Mittel vorläufig jedoch nicht angewendet.

Der Sender (Fig. 6), der ursprünglich das Rufzeichen POX, später AGA hatte, war in einer erstaunlich provisorischen Bude (Fig. 7) untergebracht. Man kann wohl sagen, daß ihr das unerwartete vorzügliche Funktionieren des in ihr enthaltenen Senders nicht auf den ersten Blick anzusehen ist. Tatsache ist jedoch, daß dieser Sender bereits am erste Tage seines Arbeitens in Buenos Aires aufgenommen wurde. Er arbeitete damals mit einer senkrechten Eindrahtantenne von etwa 100 m Höhe, die an einem zwischen zwei hohen Masten des Nauener Langwellenantennenaggregrats ausgespannten Seile gehalten war.

Natürlich war uns mit nur einem Versuchssender nicht gedient, da er zunächst sofort den Telegrammverkehr zu übernehmen hatte und außerdem die Variationen, die uns bei der Übertragung nach Buenos Aires interessierte, auszuführen allein nicht imstande war. Wir bauten deshalb alsbald einen zweiten Sender etwa gleicher Dimensionen, der speziell leicht transportabel eingerichtet wurde, damit er seinen Standort mit möglichster Geschwindigkeit wechseln könnte. Diese Sendestation, die das Rufzeichen POF erhielt, besteht aus zwei Wagen (Fig. 8), von denen der eine, ein Lastkraftwagen, die Maschinen und sonstigen Kraftquellen enthält, der andere, ein Möbelwagen kleinen Typus, den Hochfrequenzteil des Senders. Dieser letztere ist in Fig. 9 gesondert zu sehen. Die Fig. 8 zeigt den ganzen Sender innerhalb des Gebietes der Langwellenantenne in Nauen aufgestellt. Im Hintergrunde sieht man das große Maschinensenderhaus von Transradio. Der Sender POF konnte einerseits an einer ähnlichen Antenne wie der Sender AGA arbeiten, nämlich an einem senkrechten Draht von etwa 100 m Höhe, andererseits hatte einen besonderen, in Fig. 8 sichtbaren Holzmast von etwa 20 m Höhe mit einer senkrechten Kupferrohrantenne, die im allgemeinen in ihrer 3. Harmonischen erregt wurde, öfter aber auch zwecks Arbeiten in $\lambda/4$-Länge auf 5 bis 6 m Höhe verkürzt wurde. Fig. 10 zeigt den Sender POF nach einem Umzug auf einen anderen, 20 km von Nauen entfernt liegenden Ort, nämlich einen kleinen Hügel, und zwar beim Aufrichten der Antenne.

Weiterhin wurde gelegentlich ein dritter Sender mit dem Rufzeichen POY benutzt, der in seiner elektrischen Ausführung den Sendern AGA und POF vollständig glich, jedoch im großen Maschinensendergebäude der Transradio-A.-G. aufgestellt war. Während diese drei Sender also im allgemeinen 2, höchstens 3 kW in der Antenne zuließen, wurde ein vierter Sender mit dem Rufzeichen POW eingerichtet, der bis etwa 15 kW Hochfrequenz in die Antenne zu bringen gestattete. Er erhielt (s. Fig. 11) eine oder zwei wassergekühlte Röhren der in Fig. 5 gezeigten Typen und war lange Zeit ebenfalls im großen Maschinensendergebäude der Transradio-A.-G. aufgestellt, bis er schließlich von dort entfernt und nach einem anderen Gebäude verlegt wurde, weil die durch die laufenden Maschinen hervorgebrachten Erschütterungen des Gebäudes einen schädlichen Einfluß auf die Reinheit der von ihm ausgesandten Schwingungen ausübten. Der genannte Einfluß bestand darin, daß die Schwingungen ständig eine kleine Modulation bekamen, die den Überlagerungston am Orte des Empfangs unrein und so für die Aufnahme in dem unangenehmen Störungsgebiet in Südamerika weniger geeignet machten. An dem späteren Platze ließen sich die Erschütterungensstörungen weitgehend beseitigen, so daß der Überlagerungston vollkommen sauber wurde.

Die Wellenlängen, mit denen die einzelnen Sender arbeiteten, lagen ursprünglich etwa bei 70 m, wurden aber nach den ersten Versuchen sehr bald in großen Sprüngen herabgesetzt. Lange Versuchs- und Betriebsperioden arbeiteten mit den Wellen 40 m, 25 bis 28 m, 16 bis 19 m. Hierbei wurden Versuche bis zu 13 m Wellenlänge herunter eingeschoben. Es zeigte sich sehr bald, daß man vom Standpunkte der atmosphärischen Störungen in Buenos Aires mit Wellen von 16 bis 25 m außerordentlich viel günstiger empfängt als etwa mit 70 m, daß nämlich bei derartigem Verkleinern der Wellenlänge die Lautstärke der atmosphärischen Störungen sich etwa wie 10 : 1 ändert.

Nunmehr soll eine Reihe von einzelnen Versuchs- und Verkehrsergebnissen in Kurven gezeigt werden. Zusammenfassende Schlußfolgerungen, soweit sie sich aus dem vorliegenden Material unter Zuhilfenahme von zahlreichen anderen ziehen lassen, folgen nach.

Fig. 12 zeigt zunächst zur Orientierung ein typisches Bild des Fadingeffektes. Die vorliegende Lautstärkenkurve ist in der zu Nauen gehörigen Empfangsstation Geltow von einem ausländischen, über 1000 km entfernten Kurzwellensender aufgenommen und reicht über eine Zeit von etwa vier Minuten. Man erkennt hier sowohl die im Durchschnitt konstante Lautstärke als auch die scharfen und tiefen Einsenkungen in ihr, die die Bezeichnung „Fadings" erhalten haben.

Tafel I.

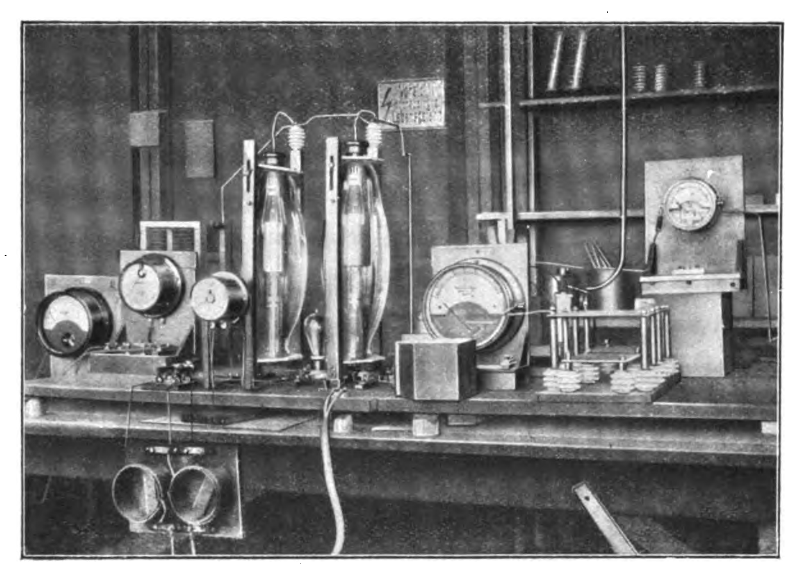


Fig. 6. Kurzwellensender POX (später AGA).

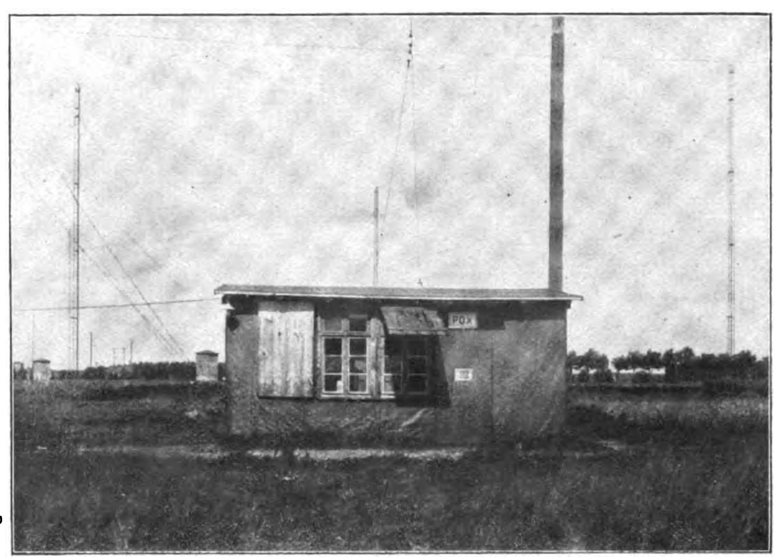


Fig. 7. Bude für Kurzwellensender POX.

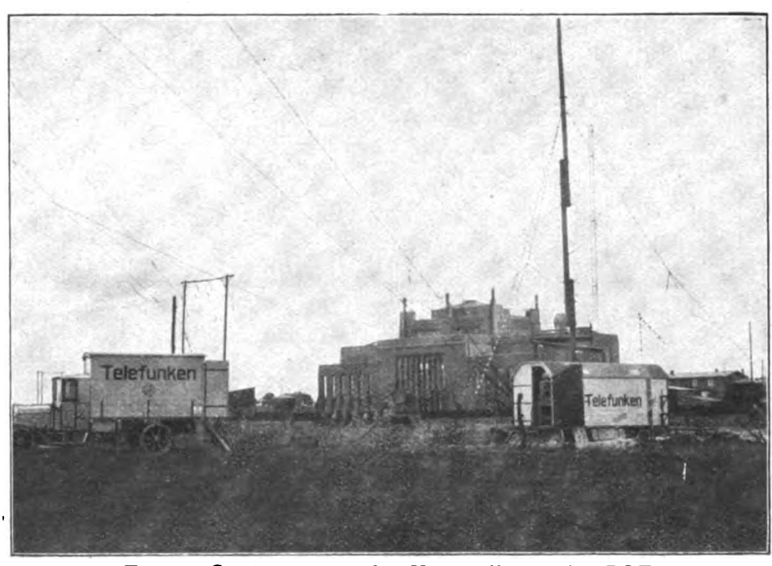


Fig. 8. Stationswagen für Kurzwellensender POF.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Zum Aufsatz H. Rukop,
Neuere Ergebnisse in der drahtlosen Telegraphie
mit kurzen Wellen.

Tafel II.

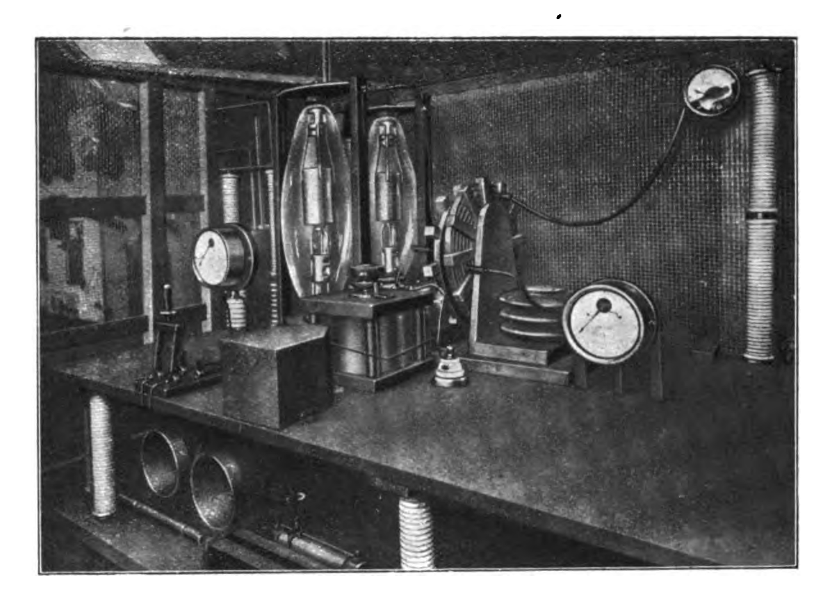


Fig. 9. Kurzwellensender POF.

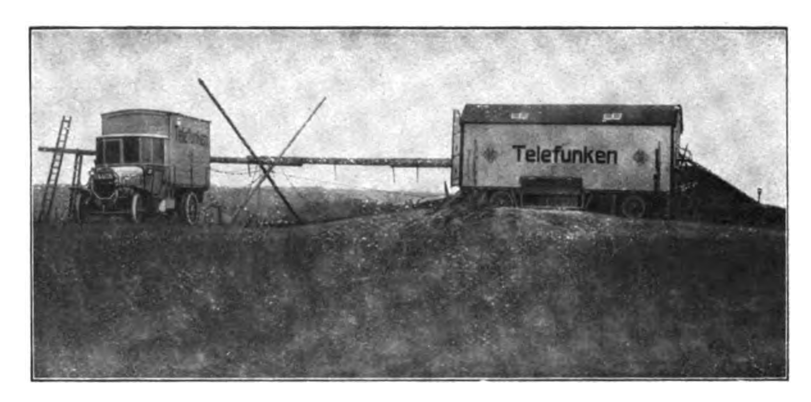


Fig. 10. Stationswagen für Kurzwellensender POF.

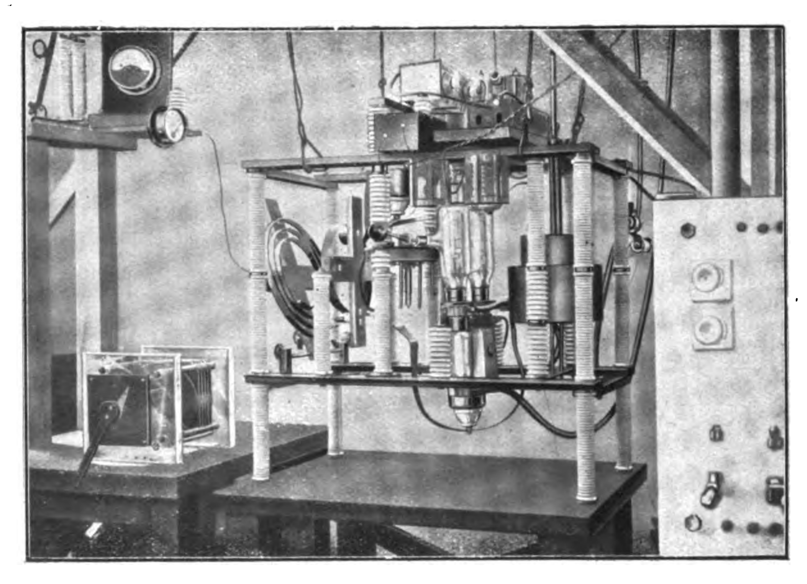


Fig. 11. Kurzwellensender POW.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Zum Aufsatz H. Rukop,
Neuere Ergebnisse in der drahtlosen Telegraphie
mit kurzen Wellen.



Es folgen nunmehr eine Reihe von Lautstärkenkurven, wie sie hauptsächlich in Buenos Aires (12 000 km) teilweise auch in Bandoeng, Java (11 000 km) und in Osaka, Japan (9000 km) aufgenommen und uns freundlichst alsbald mitgeteilt wurden. Die Resultate sind in eine, beispielsweise

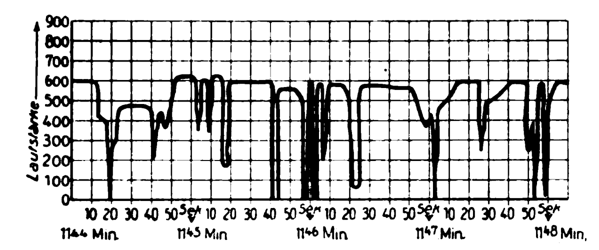


Fig. 12.

aus Fig. 13 zu ersehenden Beziehung zu den Tageszeiten sowohl am Sendeort als am Empfangsort gebracht. In Fig. 13 bedeuten die Ordinaten die Lautstärken, in einer beliebigen Skala gemessen, die Abszissen die Zeiten, und zwar ist auf

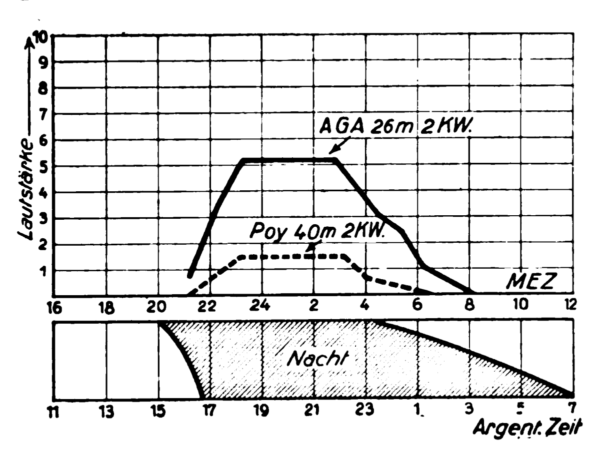


Fig. 13.

zwei verschiedenen, untereinander angeordneten Abszissenachsen aufgetragen sowohl die mitteleuropäische Zeit (obere Achse) als auch die Buenos-Aires-Zeit (untere Achse). Das zwischen diesen beiden Abszissenachsen, von denen die eine also dem Senderort, die andere dem Empfängerort zugehört, liegende Gebiet bedeutet dann den Weg zwischen den beiden Stationen Nauen und Buenos Aires bzw. der jeweiligen Empfangsstation und ist linear unterteilt zu denken. Eine senkrechte Linie durch die beiden Zeitachsen hindurch bedeutet objektive Gleichzeitigkeit, und man sieht aus ihr, daß die mitteleuropäische und die Buenos-Aires-Zeit sich um 5 Stunden voneinander unterscheiden, und zwar so, daß die Buenos-Aires-Zeit, wie es der westlichen Lage entspricht, in der Zeit zurückliegt. Das schraffierte Gebiet in der Fig. 13 und vielen folgenden bedeutet Nacht an dem betreffenden Punkte des Weges Nauen - Buenos Aires. Die linke schräge Begrenzungslinie des schraffierten Gebietes stellt demnach den Sonnenuntergang, die rechte den Sonnenaufgang vor. Eine senkrechte Linie zwischen den Achsen der mitteleuropäischen und der Buenos-Aires-Zeit bedeutet, z. B. wenn sie vollständig durch schraffiertes Gebiet geht, daß es auf der ganzen Strecke zwischen Nauen und Buenos Aires um diese Zeit Nacht ist.

Die in Fig. 13 dargestellten beiden Lautstärkenkurven zeigen nun ein sehr auffallendes Resultat, welches in vielen Kurven unserer Versuchsreihen wiederkehrt, aber keineswegs in allen. Sie sind also ein bestimmter häufiger Typus und zeigen an, daß zu Zeiten vollen Tageslichtes auf der ganzen Strecke nichts zu hören war, und daß sich die erste Lautstärke in Buenos Aires bemerkbar machte, als die halbe Strecke Nauen—Buenos Aires bereits nach Sonnenuntergang im Dunkeln lag, daß die Lautstärke dann bei fortschreitender Dunkelheit zunahm, während der ganzen Dunkelheit etwa konstant blieb, später abfiel und vollkommen verschwand, als wieder die halbe Strecke Buenos Aires nach Sonnenaufgang beleuchtet war. Es ist natürlich hierbei zu berücksichtigen, daß die Lautstärke nicht den glatten Verlauf hatte, wie ihn die Kurven in Fig. 13 zeigen, sondern daß sie durch die schon beschriebenen Fadings zeitweise erniedrigt wurde. Dasselbe trifft für die folgenden Figuren zu.

Von den beiden in Fig. 13 aufgetragenen Kurven bedeutet die ausgezogene die Lautstärke des Senders AGA, welcher mit der Welle 26 m und 2 kW Leistung sendete, und die gestrichelte Linie die Lautstärke des Senders POY, der gleichzeitig mit AGA die Welle 40 m mit 2k W Leistung sendete. Die ausgestrahlte Leistung dürfte in beiden Fällen die gleiche gewesen sein, da ja bei so hohen Antennen und so kurzen Wellen der Strahlungswirkungsgrad außerordentlich hoch ist. Trotzdem ist der Unterschied in den Lautstärken recht erheblich, indem die Lautstärke der Welle 26 m etwa viermal so groß wie die der Welle 40 m ist, — eine Tatsache, die sich bei Übertragung auf so weite Entfernungen bei uns fast immer gezeigt hat.

Ein weiteres interessantes Beispiel für die Verhältnisse zeigt Fig. 14, nämlich Lautstärkenkurven, die in Bandoeng (Java) aufgenommen wurden. Die Zeiten der günstigsten

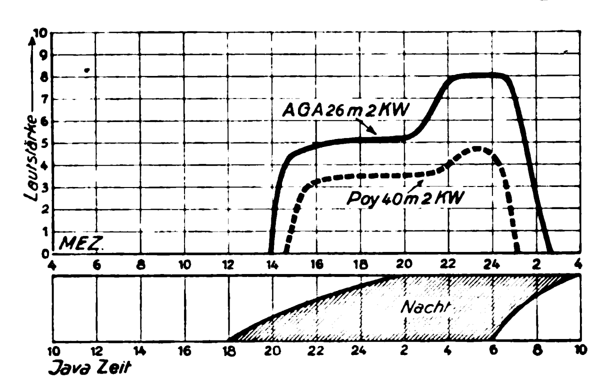


Fig. 14.

Übertragung sind hier fast dieselben wie in Fig. 13, nämlich von halber Helligkeit abends bis zu halber Helligkeit früh. die Lautstärkenunterschiede zwischen der Welle 40 m und der Welle 26 m sind nicht so groß wie in Buenos Aires, allerdings auch deutlich vorhanden.

Außerordentlich eindrucksvoll zeigt ähnliche Verhältnisse die Fig. 15, nämlich Lautstärkenkurven, die in einer

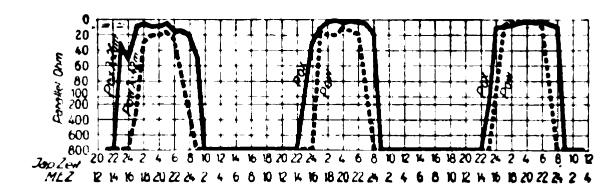


Fig. 15.

ununterbrochenen Sendeperiode von drei Tagen in Osaka (Japan) aufgenommen wurden. Hier sendete POX mit 26 m 2 kW und gleichzeitig POW mit 42 m etwa 8 kW. Wieder zeigt sich zunächst, daß nur zur Zeit völliger Dunkelheit guter Empfang da ist. Ferner ist die Lautstärke der 40 m

Welle trotz der erheblich höheren, ausgestrahlten Leistung einerseits nur knapp gleich der von 26 m, andererseits aber sieht man deutlich, daß früh und abends die Telegraphierzeit bei der Welle 42 m je 1 bis 2 Stunden kürzer ist, d. h.

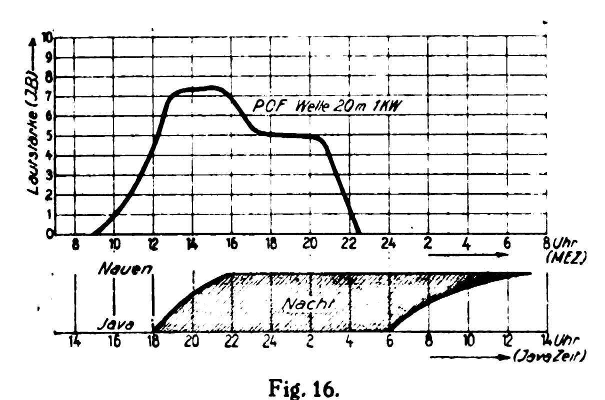


Fig. 16.

daß die Überlegenheit der Welle 26 m hier recht groß ist.

Von diesen Übertragungsresultaten, die wir eine Zeitlang geneigt waren als normal anzusehen, gibt es aber auch erheblichste Abweichungen. Einen Typus der Ab-

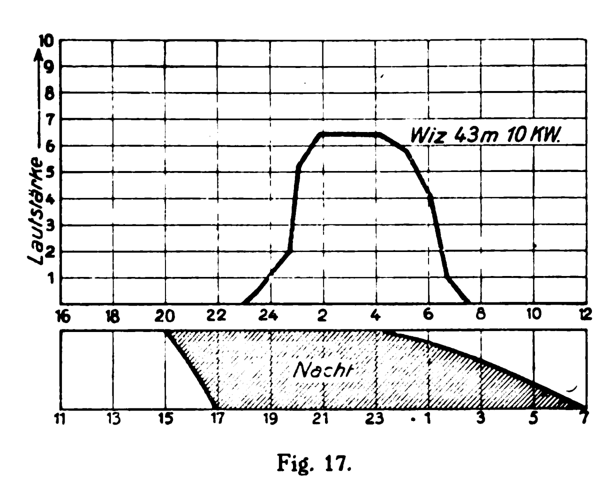


Fig. 17.

weichung zeigt Fig. 16: Eine Übertragung von Nauen nach Java mit 20 m Wellenlänge. Hier reicht nämlich die gute Übertragungszeit nicht von Mitte Helligkeit abends bis Mitte Helligkeit früh, sondern sie beginnt bereits am Nach-

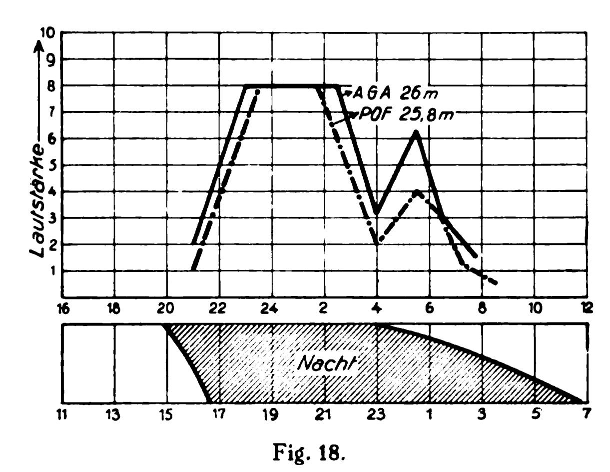


Fig. 18.

mittag bei vollständiger Helligkeit auf der ganzen Strecke und endigt merkwürdigerweise schon nachts bei vollständiger Dunkelheit auf der ganzen Strecke. Ein System konnten wir in diesen Abweichungen bisher nicht finden

Eine im Prinzip ähnliche Abweichung, nur in anderer Richtung gelegen, zeigt die Fig. 17: Eine in Geltow bei Nauen gemachte Aufnahme eines nordamerikanischen Kurzwellensenders von 43 m Wellenlänge. Hier beginnt die Übertragung erst bei völliger Dunkelheit auf der ganzen Strecke, endigt allerdings bei halber Helligkeit zu Sonnenaufgang.

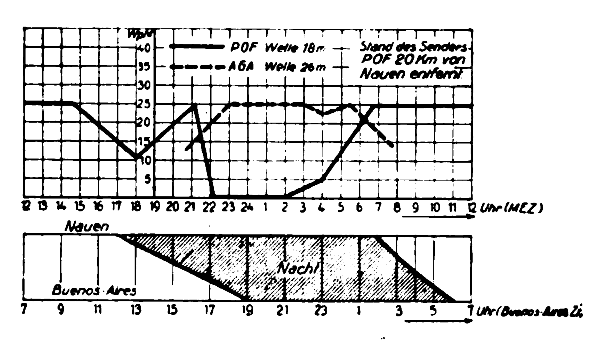


Fig. 19.

Einen weiteren Typus von Abweichung sieht man in Fig. 18. Hier fällt zwar Anfang und Ende der Übertragungszeit, wie in sehr vielen Fällen, mit Mitte Helligkeit abends und früh zusammen. Jedoch sinkt vor ihrem Ende, und zwar zu der Zeit des ersten Sonnenaufgangs auf der Übertragungs-

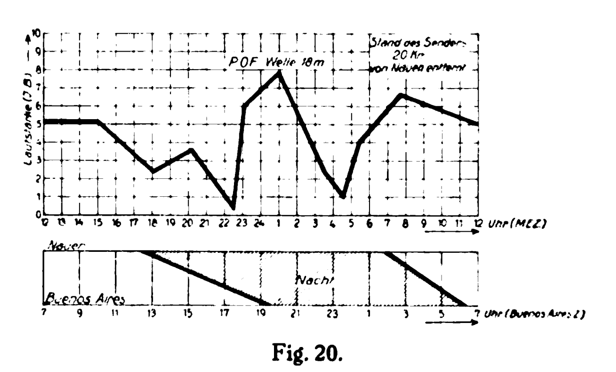


Fig. 20.

strecke, in diesem Falle also am Senderort in Nauen, die Lautstärke stark herunter, steigt jedoch noch einmal erheblich an, bevor sie vollständig absinkt. Auch von diesem Typus haben wir eine gewisse Anzahl Resultate gefunden. Interessant ist Fig. 18 insofern, als hier von den beiden

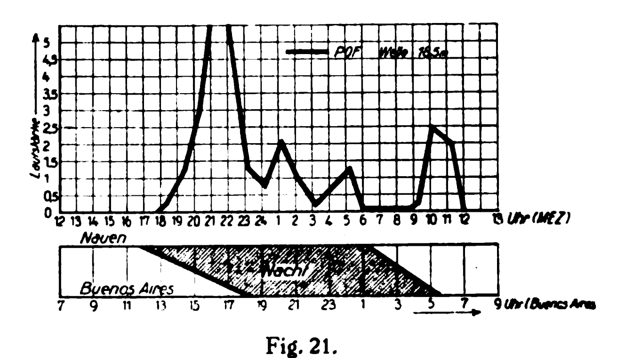


Fig. 21.

Sendern AGA und POF zwei sehr naheliegende Wellenlängen, nämlich 26 m und 25,8 m verwendet wurden. Merkliche Unterschiede in der Übertragungsgüte konnte man hierbei nicht feststellen.

Nach den bisher gezeigten Resultaten hätte man leicht der Ansicht sein können, daß eine Übertragung nur zu Nachtzeiten möglich wäre, oder jedenfalls zu Tageszeiten

eine so ungeheuerliche Erhöhung der Leistung verlangt, daß man sie praktisch kaum hätte erreichen können. Jedoch haben wir durch außerordentlich zahlreiche Versuchsreihen mit verschiedenen Wellenlängen bis hinunter zu 13 m gefunden, daß das kein allgemein gültiges Gesetz ist.

Einige interessante Resultate von Tagesübertragungen zeigen die folgenden Fig. 19, 20 und 21. In Fig. 19 handelt es sich um zwei gleichzeitig den ganzen Tag hindurch gebende Sender, nämlich AGA, Welle 26 m und POF, Welle 18 m. Der Sender POF stand hierbei an einem Orte 20 km von Nauen entfernt auf einem kleinen Hügel. Hier trat das merkwürdige Resultat ein, daß die Welle 26 m wieder in der gewohnten Zeit von Mitte Helligkeit abends bis Mitte Helligkeit früh zu hören war. Dagegen zeigte die Welle 18 m durchaus das entgegengesetzte Verhalten, indem sie den ganzen Tag über hörbar war und nur in der Zeit der völligen Dunkelheit einige Stunden ausfiel. Derselbe Sender POF am selben Ort und mit derselben Welle zeigte an einem anderen Tage (s. Fig. 20) ein noch besseres Resultat. Er war nämlich den ganzen Tag hörbar, auch in der Zeit des Ausfalls von Fig. 19, nämlich in der vollständigen Dunkelheit war er gut hörbar, erreichte hier sogar ein Maximum der Lautstärke und zeigte nur gegen Sonnenuntergang und vor Sonnenaufgang je ein kurzes, allerdings erhebliches Nachlassen der Lautstärke.

Leider lassen sich solche Resultate aber nicht alle Tage erzielen, sondern an einem der nächsten Tage zeigte sich ein Resultat wie Fig. 21, d. h. es trat der durchschnittliche Fall hinreichender Übertragung von abends bis morgens ein und außerdem bei vollständiger Helligkeit eine Zusatzzeit von etwa 3 Stunden am Vormittag.

Überhaupt scheint es, daß für die Übertragung, nach Buenos Aires wenigstens, die günstigsten Verhältnisse sich bei Wellenlängen zwischen 18 und 28 m ergeben, und daß zu gewissen Zeiten die Wellen um 18 m herum das Optimum bilden. Zahlreiche Versuche wurden mit noch kürzeren Wellen angestellt, und es haben sich gelegentlich gute Resultate noch mit 16 m ergeben. Mit etwa 13 m Wellenlänge konnte in Buenos Aires ein Empfang zwar noch konstatiert werden, jedoch war von einer guten Übertragung zur Abwicklung von Telegrammverkehr keine Rede.

Dieses Resultat, daß nämlich in der Gegend von 15 m die Übertragung plötzlich merklich schlechter zu werden anfing, steht in einem außerordentlich auffallenden Zusammenhang mit einer Kurve über die toten Zonen, die sich in der obengenannten Abhandlung von A. H. Taylor und E. O. Hulburt findet. Dort legen die beiden Autoren auf Grund von Beobachtungen und gewissen darauf beruhenden Annahmen dar, daß in der Gegend von 10 bis 15 m Wellenlänge und darunter keine Empfangszone hinter der toten Zone mehr auftritt, indem die Strahlung wegen zu geringer Krümmung nicht auf die Erde zurückkehrt. Ob die Resultate, die wir mit den Wellen in dieser Gegend erzielt haben, eine Bestätigung der Kurve sind, möchte ich heute allerdings nicht behaupten, da die Messungen mit diesen kurzen Wellen nicht zahlreich genug und nicht systematisch genug durchgeführt sind, als daß man von einer wirklichen Bestätigung sprechen könnte.

Durch zweckmäßiges Aussuchen der Wellenlängen, Geben mit mehreren Sendern gleichzeitig, Benutzen der günstigsten Tagesstunden usw. war es schließlich gelungen, einen so gut wie vollständig sicheren Nachtverkehr mit Buenos Aires herzustellen, welcher von der Transradio-A.-G. durchgängig benutzt wurde. Hierüber gibt Fig. 22 einen sehr interessanten Aufschluß, indem dort das Anwachsen der übertragenen Telegramme mit der Inbetriebsetzung der Kurzwellensender deutlich zu ersehen ist. Der Verkehr funktionierte mit einer so großen Sicherheit, daß an manchen Tagen Nauen die einzige Station von Europa und Nordamerika war, welche Telegramme nach Buenos Aires hinüberbekommen konnte, so daß Transradio öfter den Verkehr von anderen Sendestationen von Europa und Nordamerika mitübernehmen mußte und auch bewältigte.

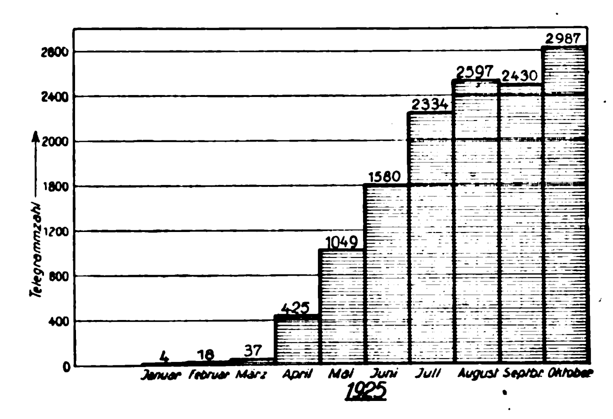


Fig. 22.

Es läßt sich also sagen, daß trotz relativ provisorischer Mittel beim Einsetzen der Kurzwellensender doch außerordentlich zufriedenstellende Resultate dank erheblicher Variationen der Versuchsbedingungen und unermüdlicher Arbeit erreicht wurde.

Es wird noch von Interesse sein, daß wir bei einer großen Anzahl von Antennenversuchen, die sich allerdings nur auf lineare, senkrechte oder schräge, gelegentlich auch wagerechte Antennen beziehen, niemals einen unzweifelhaften Einfluß weder der Antennenlage noch ihrer Länge zwischen $\lambda/4$ (etwa 5 m) und einer in hohen Oberschwingungen erregten Antenne bis zu 125 m Länge feststellen konnten. Mit einer winzigen Antenne von im ganzen 5 m Höhe und einem 2 kW Sender ließen sich also in der Tat die erstaunlichsten Übertragungsresultate (12 000 km) zu gewissen Tagesstunden erreichen. Immerhin sieht man aus den Resultaten, daß Sender von 2 kW im allgemeinen für einen sicheren Verkehr zu schwach sind und daß man da Sender von 20 kW bis zu vielleicht 50 kW aus Sicherheitsgründen als normal wird ansehen müssen, insbesondere wenn man den Verkehr noch auf einige Stunden früh und abends mehr ausdehnen will oder gar auf den ganzen Tag.

Über Auftreten von toten Zonen bei unseren Versuchsreihen läßt sich nichts aussagen, da uns nicht genügend Beobachtungsstellen in kürzeren Entfernungen zur Verfügung standen. Eine Empfangsstation in einer Entfernung von 400 km empfing aber stets wesentlich schwächer als Buenos Aires, jedoch kam es selten vor, daß sie zu Empfangszeiten in Buenos Aires gar nichts hörte.

IV. Schlußfolgerungen.

Es dürfte jedem Fachmann klar sein, daß es von außerordentlicher Wichtigkeit wäre, angeben zu können, welche Wellenlängen zu jeder Zeit, von jedem Orte der Welt an jeden anderen Ort hinüber die günstigsten sind, und ob und wie sich diese im Laufe der Tageszeit und der Jahreszeit ändern, in welcher Weise sie von atmosphärischen und anderen geophysikalischen Verhältnissen abhängig sind. Es besteht wohl kein Zweifel, daß der Ionisationszustand der Atmosphäre auf der ganzen unterwegs liegenden Strecke von höchstem Einfluß sein muß, und daß dieser wiederum von gewissen Zufälligkeiten, die außerhalb der Erde liegen,

wie z. B. Einwanderung von Elektronen aus den Sonnenflecken usw., abhängig sein könnte. Aber schon wenn man außerhalb der Erde liegende Gründe nicht mit heranzieht, haben wir auf der Erde selbst noch eine so ungeheure Anzahl von Variationsmöglichkeiten, daß es eine Herkulesarbeit sein dürfte, die Resultate systematisch bis zu einer vollständigen Lösung des Übertragungsproblems zusammenzutragen. Wenn ich hierfür aus dem obengezeichneten Material irgendwelche Schlußfolgerungen ziehen sollte, so müßte ich sagen, daß das nicht möglich ist. Einwandfrei kann man behaupten, daß sich bei allen unseren Resultaten Wellen von 40 m und kleiner bedeutend überlegen gezeigt haben den Wellen zwischen 40 m und 100 m, und daß man da auch noch ein deutliches Optimum zwischen 28 und 18 m erkennen konnte. Allerdings muß man da sagen, daß das Optimum nicht rein auf die Ausbreitung der kurzen Wellen zurückzuführen ist, sondern daß sich da sehr erheblich noch eine Unterstützung dadurch bemerkbar macht, daß atmosphärische Störungen bei Empfang so kurzer Wellen außerordentlich wenig schaden.

Um aussagen zu können, welches günstige Tageswellen und welches günstige Nachtwellen sind, dazu sind die einzelnen Resultate nicht übereinstimmend genug, obgleich man manchmal durchaus geneigt war, ein mehrmals wiederkehrendes Resultat zu verallgemeinern. Jedenfalls möchte ich mich darauf beschränken, die Resultate jedermann zur Kenntnis und Verwertung mitzuteilen und keine unnötigen und verfrühten Schlüsse daraus ziehen. Die Untersuchungen werden bei uns in großem Umfange fortgesetzt. Insbesondere ist mein Kollege Dr. A. Meißner auch damit beschäftigt, den Einfluß einiger Richtantennenanordnungen sowie den der Lage des elektrischen Vektors zu untersuchen. Hierüber wird er selbst in angemessener Zeit Mitteilung machen.

Zum Schluß möchte ich darauf hinweisen, daß sich eine große Anzahl Herren aus den Laboratorien von Telefunken an der Bearbeitung dieser Probleme beteiligt und durch ihren Fleiß und ihre Hingabe an die Sache die Mitteilung dieser Resultate ermöglicht haben.

Insbesondere möchte ich auch im Namen der beiden obengenannten Gesellschaften denjenigen Herren auf den Empfangsstationen Buenos Aires, Bandoeng und Osaka, die uns bei diesen Beobachtungengsreihen viele Monate lang so liebenswürdig und wirkungsvoll unterstützt haben, verbindlichsten Dank aussprechen.

Zusammenfassung.

Es werden die Resultate umfangreicher Versuchsreihen für den drahtlosen Verkehr zwischen Nauen einerseits und Buenos Aires, Bandoeng und Osaka andererseits mit Wellenlängen von 70 m bis 13 m angegeben. Es zeigt sich ein deutliches Optimum der Wellenlängen etwa zwischen 16 m und 28 m. Hauptsächlich geben die Nachtstunden einen guten Verkehr, jedoch sind auch Fälle von 24stündiger Übertragung bei Anwendung von 2 Wellen vorhanden.

Die für die kurzen Wellen gebauten Senderöhren und Sender werden beschrieben und gezeigt.

Die Theorie der Ausbreitung der kurzen Wellen und ihre Begründungen werden mitgeteilt und diskutiert.

Anmerkungen.

[1] Hierüber siehe Literaturzusammenstellungen bei:
J. Zenneck und H. Rukop, Lehrbuch der Drahtlosen Telegraphie. V. Aufl., S. 294 ff.
A. Hund, Hochfrequenzmeßtechnik, S. 204 ff.
J. Zenneck, E. und M., **43**, S. 593, 1925.
G. J. Elias, E. N. T., **2**, S. 351, 1925.

[2] G. Marconi, Jahrb. Drahtl. Tel. **21**, S. 58, 1923.

[3] A. Meißner, Ztschr. f. Techn. Phys. **5**, S. 485, 1924.

[4] A. Esau, Ztschr. f. Techn. Phys. **5**, S. 538, 1924.

[5] J. L. Reinartz, QST. **9**, Heft 4, S. 9, 1925.

[6] A. H. Taylor und E. O. Hulburt, QST. **9**, Heft 10, S. 12, 1925. A. H. Taylor, Proc. J. R. E. **13**, S. 677, 1925 u. Phys. Rev. **27**, S. 189, 1926.

[7] E. V. Appleton, Tijd. Ned. Rad. **2**, S. 115, 1925.

[8] W. H. Eccles, Proc. Roy. Soc. A. **67**, S. 79, 1912. Jahrb. Drahtl. Tel. **8**, S. 253, 282, 1914.
J. Salpeter, Phys. Ztschr. **14**, S. 1015, 1913. Jahrb. Drahtl. Tel. **8**, S. 287, 1914.
B. v. d. Pol, Dissertation, Utrecht, 1920.

[9] J. Larmor, Phil. Mag. **48**, S. 1025, 1924. Ref. ds. Jahrb. **25**, S. 140, 1925.

[10] G. J. Elias, siehe Anm. [1].

[11] W. G. Cady, Proc. J. R. E. **10**, S. 83, 1922.

(Eingegangen am 21. 6. 1926.)

Über das Verhalten von Empfängern bei Polarisationsänderungen der elektrischen Wellen (Fadingerscheinungen).

Von **A. Esau.**

Die Empfangsintensität elektrischer Wellen ist bekanntlich besonders in dem von den Rundfunkwellen besetzten Bereich häufiger mehr oder weniger stark ausgeprägten Schwankungen unterworfen, die in der Literatur als Fading oder Schwunderscheinungen bezeichnet werden. Ihre Entstehungsursachen sind in der wechselnden Beschaffenheit der Atmosphäre zu suchen. Intensitätsschwankungen im Empfänger können auch dadurch entstehen, daß die Frequenz der Sonderschwingungen nicht konstant bleibt oder die elektrischen Konstanten der Antenne eine Änderung erfahren. Man wird also die durch diese Erscheinungen ausgeübten Empfangswirkungen, die übrigens durch Anwendung technisch bekannter Mittel weitgehend beseitigt werden können, streng trennen müssen von den im engeren Sinne als Fadings bezeichneten.

Fadingerscheinungen dieser Art können zunächst dadurch entstehen, daß bei anormalen Wetterlagen, wie sie besonders in den Übergangszeiten von der kalten zur warmen Jahreszeit und umgekehrt vorkommen, kalte Luftschichten beispielsweise in wärmere eindringen, wodurch eine so starke Energiezerstreuung der elektrischen Wellen hervorgerufen wird, daß sie den Empfänger nicht mehr erreichen.

Sie werden ferner verursacht durch Interferenz mehrerer auf verschiedenen Wegen vom Sender zum Empfangsort gelangenden Strahlen (direkte und indirekte), und schließlich durch Polarisationsänderungen der elektrischen

Wellen, wobei nicht notwendigerweise mehr als ein einziger Strahl vorhanden zu sein braucht.

Welche von den beiden letztgenannten Ursachen für die Entstehung der Fadingerscheinungen in erster Linie maßgebend ist, wird sich nur auf experimentellem Wege entscheiden lassen.

Die vorliegende Arbeit wird sich nur mit der letzten Entstehungsursache befassen und versuchen, sie durch richtig gewählte Empfangsanordnungen unschädlich zu machen; ein Problem, das von erheblicher praktischer Bedeutung ist. Selbstverständlich werden die zur Anwendung kommenden Mittel nur in diesem besonderen Fall wirksam sein können, während die auf Interferenz zurückzuführenden Störungen unbeeinflußt bleiben. Es besteht aber auch hier begründete Aussicht, eine Lösung dieses Problems zu finden, die, wenn auch nicht vollkommen, so doch in weitgehendem Maße wirksam sein wird, worüber demnächst besonders berichtet werden soll.

Wenn man, wie in einer früheren Arbeit[1]) angegeben, den Einfallswinkel eines Wellenstrahles gegenüber einer fest angenommenen Standlinie mit α bezeichnet, seine Neigung gegen die Horizontalebene mit β, und den Winkel, um den die Polarisationsebene aus ihrer normalen Lage herausgedreht ist mit γ, so ergibt sich, wie dort gezeigt worden ist, als Richtcharakteristik einer ungerichteten Antenne (geradlinig hochgeführter Draht) der Ausdruck

$$r = a \cos\beta \cos\gamma \quad (a \text{ Maximalwert von } r \text{ für } \beta \text{ und } \gamma = 0)$$

und entsprechend für eine vertikal aufgestellte Rahmenantenne

$$r = a(\cos\alpha \cos\gamma + \sin\alpha \sin\beta \sin\gamma)$$

Erste Anordnung.

In der ungerichteten Antenne wird die Energie proportional r^2 sein und in dem speziellen Fall, wo die Polarisationsebene normal liegt ($\gamma = 0$) und der Strahl horizontal einfällt ($\beta = 0$) den Wert annehmen

$r_1^2 = a^2$ (der Proportionalitätsfaktor immer gleich 1 gesetzt)

Ändert sich die Polarisation ($\gamma \gtrless 0$), so erfolgt eine Abnahme der Empfangsintensität, und zwar proportional mit $\cos^2\gamma$.

Bei einer horizontal angeordneten Rahmenantenne ist die Richtcharakteristik, wie von anderer Seite berichtet werden wird, gegeben durch den Ausdruck

$$r_2 = b \cos\beta \sin\gamma$$

und die Empfangsenergie entsprechend durch

$$r_2^2 = b^2 \cos^2\beta \sin^2\gamma.$$

Solange $\gamma = 0$, d. h. normale Polarisation vorhanden ist, spricht diese Antenne auf Wellen überhaupt nicht an. Erst bei Änderungen von γ tritt eine Empfangsintensität auf, die ihr Maximum für $\gamma = 90^0$ erreicht.

Das Verhalten der beiden Antennenformen in bezug auf Polarisationsänderungen ist also genau entgegengesetzt.

Läßt man die ungerichtete Vertikalantenne mit der Empfangsenergie

$$r_1^2 = a^2 \cos^2\beta \cos\gamma^2$$

einwirken auf einen geschlossenen, mit dem Gitter einer als Audion oder Verstärker arbeitenden Röhre verbundenen Schwingungskreis und gleichzeitig die horizontal liegende Rahmenantenne (s. Fig. 1), deren Empfangsenergie

$$r_2^2 = b^2 \cos^2\beta \sin^2\gamma$$

beträgt, so kann die Energie des Sammelkreises r^2 proportional

$$r^2 = r_1^2 + r_2^2 = a^2 \cos^2\beta \cos^2\gamma + b^2 \cos^2\beta \sin^2\gamma$$

gefaßt werden oder anders geschrieben

$$r^2 = \cos^2\beta\,(a^2 \cos^2\gamma + b^2 \sin^2\gamma).$$

Wählt man $b = a$, was durch richtige Bemessung der horizontalen Schleife oder auch durch passende Wahl der

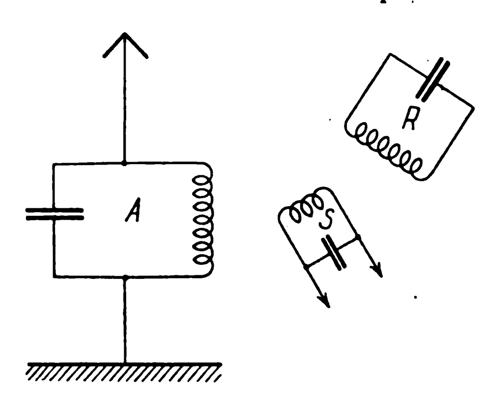


Fig. 1.

Kopplung zu dem gemeinsamen Kreis erreicht werden kann, so wird

$$r^2 = a^2 \cos^2\beta,$$

d. h. die Empfangsenergie der vorliegenden Kombination ist unabhängig von der Polarisation der elektrischen Wellen. Sie besitzt den gleichen Wert wie die des vertikalen Drahtes allein bei Annahme normaler Polarisation ($\gamma = 0$)

$$r_1^2 = a^2 \cos^2\beta.$$

Bildet man ferner den Quotienten aus den Energien in beiden Antennen, so ergibt sich

$$\frac{r_2^2}{r_1^2} = \mathrm{tg}^2\gamma \quad \text{oder} \quad \frac{r_1}{r_2} = \mathrm{tg}\,\gamma.$$

Mißt man also irgendwie gleichzeitig die Intensität im vertikalen Draht und im Rahmen, so hat man damit auch die Drehung der Polarisationsebene ermittelt.

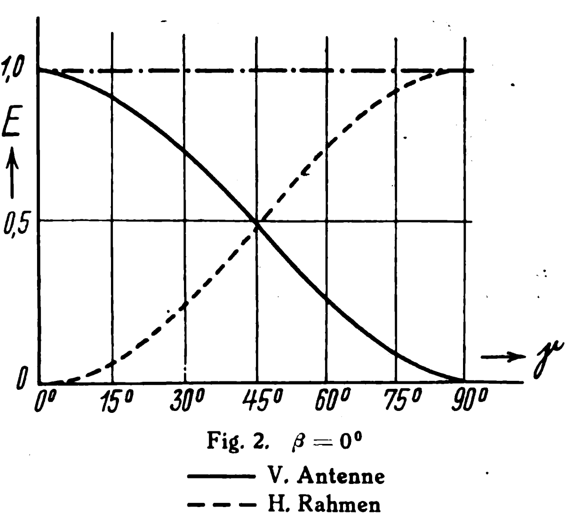


Fig. 2. $\beta = 0^0$
—— V. Antenne
– – – H. Rahmen
—·— Kombination

Um nun auch die zeitlichen Änderungen der Polarisation zu bestimmen, die, wie aus Beobachtungen hervorgeht, zeitweilig sehr schnell verlaufen, braucht man nur die Versuchsanordnung so einzurichten, daß die beiden Energien gleichzeitig photographisch registriert werden. Durch Aus-

[1]) Jahrb. d. drahtl. Telegrafie, 27, S. 142, 1926.

messung der Kurven läßt sich dann der Drehwinkel γ für jeden Zeitmoment auf sehr einfache Weise bestimmen.

Macht man in der obigen Formel $b > a$, d. h. nimmt man einen sehr großen Horizontalrahmen, so kann man in dem Sammelkreis eine resultierende Empfangsenergie erzielen, die größer ist als die der Vertikalantenne bei normaler Lage der Polarisationsebene. Die Anordnung ist in diesem Falle überkompensiert.

Die folgende Figur zeigt (Fig. 2) die Abnahme der Empfangsintensität im Vertikaldraht, die entsprechende Zunahme in dem Horizontalrahmen und die resultierende Energie im Sammelkreis.

Zweite Anordnung.

Nachdem zuvor festgestellt worden ist, daß die Kombination einer vertikalen ungerichteten Antenne und eines Horizontalrahmens den Einfluß der Polarisation auf den Empfänger völlig auszuschalten vermag, sollen noch andere Kombinationen untersucht werden, und zwar zunächst das Zusammenarbeiten einer vertikalen und einer horizontalen Rahmenantenne [2]) auf einen mit beiden gekoppelten Sammelkreis. Die Energien in beiden sind:

$$r_1^2 = a_2 \{\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma\}^2 \quad \text{(vertikal)}$$

bzw.

$$r_2^2 = b^2\cos\beta^2\sin^2\gamma \quad \text{(horizontal)}.$$

Als resultierende beider r^2 ergibt sich dann

$$r^2 = r_1^2 + r^2 = a^2\{\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma\}^2 + b^2\cos^2\beta\sin^2\gamma.$$

Macht man wieder, wie oben,

$$a = b,$$

so erhält man

$$r^2 = a^2[(\cos\alpha\cos\gamma + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma)^2 + \cos^2\beta\sin^2\gamma]$$

a) $\beta = 0;\ \alpha = 0.$

Dreht man den Vertikalrahmen in der Richtung der ankommenden Wellen ($\alpha = 0$) und setzt man zunächst horizontal einfallende Wellen voraus ($\beta = 0$), deren Polarisation γ aber beliebig sein kann, so wird

$$r^2 = a^2(\sin^2\gamma + \cos^2\gamma) = a^2$$

d. h. die resultierende Energie der Anordnung ist ebenfalls unabhängig von der Polarisation und gleich der des Vertikalrahmens bei Annahme einer normalen Lage der Polarisationsebene ($\gamma = 0$)

$$r_1^2 = a^2.$$

b) $\beta \gtrless 0;\ \alpha = 0.$

Läßt man geneigt einfallende Strahlen zu ($\beta \gtrless 0$) und dreht man wiederum den Vertikalrahmen in die Hauptempfangsrichtung ($\alpha = 0$), so geht die allgemeine Gleichung über in die folgende:

$$r^2 = a^2(\cos^2\gamma + \cos^2\beta\sin^2\gamma).$$

Die resultierende, im Sammelkreis vorhandene Energie ist bei geneigt einfallenden Strahlen abhängig von der Größe des Neigungswinkels β, und zwar nimmt sie ab mit $\cos^2\beta$.

Die Energie im Vertikalrahmen allein wird unter den gemachten Annahmen

$$r_1^2 = a^2\cos^2\gamma$$

Die Kombination ergibt also auch hier eine erhöhte Energie gegenüber dem Vertikalrahmen im Betrage von $\sin^2\gamma\cos^2\beta$, ohne daß aber, mit Ausnahme horizontal einfallender Wellen, eine volle Kompensation der Polarisation erreicht wird.

Die Anordnung wirkt um so weniger, je stärker geneigt der Strahl einfällt.

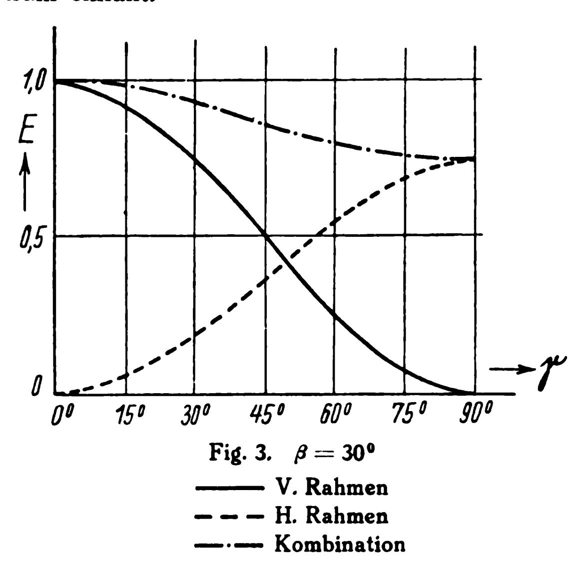


Fig. 3. $\beta = 30°$
——— V. Rahmen
– – – H. Rahmen
—·— Kombination

Die folgende Figur zeigt die Abnahme der Empfangsintensität im Vertikalrahmen, die Zunahme im Horizontalrahmen und die resultierende Intensität im gemeinsamen Sammelkreis für verschieden groß gewählte Neigungswinkel β. (Fig. 3 u. 4.)

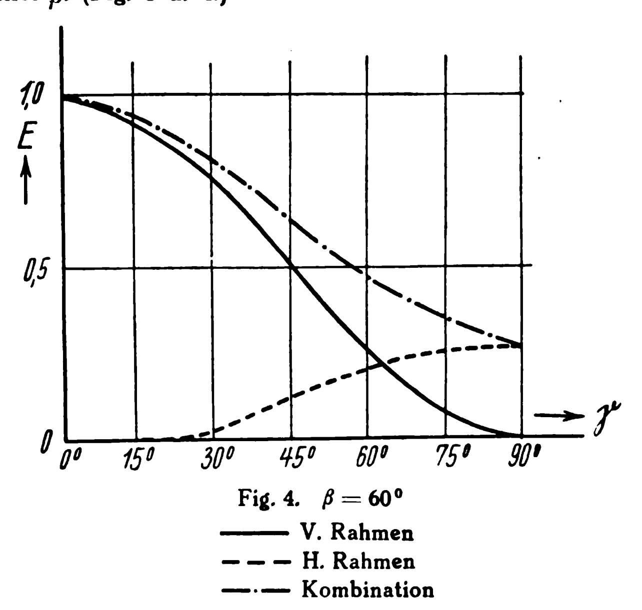


Fig. 4. $\beta = 60°$
——— V. Rahmen
– – – H. Rahmen
—·— Kombination

Dritte Anordnung.

An Stelle des vertikalen Rahmens soll eine Kombination aus zwei ungerichteten Antennen treten, die in der bereits früher erwähnten Arbeit behandelt worden ist.

Ihre Energie ist gegeben durch den Ausdruck

$$r_1^2 = \left(2a\cos\beta\cos\gamma\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right)\right)^2$$

Läßt man diese Energie, wie zuvor, mit der von dem horizontal liegenden Rahmen herrührenden auf einen beiden gemeinsamen Kreis einwirken, so ergibt sich als resultierender Effekt

$$r^2 = r_1^2 + r_2^2 = 4a^2\cos^2\beta\cos^2\gamma\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right) + b^2\cos^2\beta\sin^2\gamma$$

---

[2]) Eckersley, Jahrb. d. drahtl. Telegrafie, 21, S. 162, 1923.



oder wenn $b = 2a$ gemacht wird.

$$r^2 = 4a^2 \cos^2\beta \left\{ \cos^2\gamma \sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right) + \sin^2\gamma \right\}$$

a) $\alpha = 0;\ \beta = 0;$

Erfolgt die Aufstellung der vertikalen Antennenkombination derart, daß die Einfallsrichtung der Wellen in die Standlinie der beiden Antennen fällt ($\alpha = 0$) und setzt man außerdem horizontalen Einfall voraus ($\beta = 0$), so geht die obige Gleichung über in

$$r^2 = 4a^2 \left\{\cos^2\gamma \sin^2\frac{\pi d}{\lambda} + \sin^2\gamma\right\}$$

Eine vollständige Kompensation des Einflusses der Polarisation findet hier nur unter der einen Bedingung statt, daß $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{2}$, d. h. der Abstand der beiden Vertikalantennen gleich der halben Wellenlänge gemacht wird.

Während bei den unter 1. und 2. beschriebenen Anordnungen eine Abhängigkeit von der Wellenlänge nicht vorhanden war, zeigt die vorliegende, daß nur für eine bestimmte von dem Abstand der beiden Antennen abhängende Wellenlänge eine von der Polarisation unabhängige Empfangsenergie auftritt.

2. $\alpha = 0;\ \beta \gtrless 0.$

Für geneigt einfallende Strahlen ist die resultierende Energie

$$r^2 = 4a^2 \cos^2\beta \left\{\cos^2\gamma \sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\beta\right) + \sin^2\gamma\right\}$$

Die durch den Horizontalrahmen bewirkte Ausgleichung des Polarisationseinflusses nimmt ab mit wachsender Neigung des einfallenden Strahles.

Vierte Anordnung.

An letzter Stelle soll noch das Zusammenarbeiten zweier ungerichteter Antennen untersucht werden, von denen die eine vertikal, die andere horizontal angeordnet ist.

Die in der Vertikalantenne vorhandene Energie ist

$$r_1^2 = a^2 \cos^2\beta \cos^2\gamma.$$

Für den horizontal liegenden geraden Draht wird die Richtungscharakteristik dargestellt durch die Gleichung

$$r_2 = b\,(\sin\alpha \sin\gamma + \cos\alpha \sin\beta \cos\gamma)$$

wie von anderer Seite berichtet werden wird, und daraus

$$r_2^2 = \{\sin\alpha\sin\gamma + \cos\alpha\sin\beta\cos\gamma\}^2.$$

Die im Sammelkreis vorhandene resultierende Energie wird dann

$$r^2 = r_1^2 + r_2^2 = a^2\cos^2\beta\cos^2\gamma + b^2(\sin\alpha\sin\gamma + \cos\alpha\sin\beta\cos\gamma)^2$$

oder, wenn man wiederum $a = b$ macht,

$$r^2 = a^2\left\{\cos^2\beta\cos^2\gamma + (\sin\alpha\sin\gamma + \cos\alpha\sin\beta\cos\gamma)^2\right\}$$

1. $\beta = 0;\ \alpha = 0;$

Nimmt man horizontal einfallende Strahlen an und ordnet man den horizontal liegenden Draht so an, daß für ihn $\alpha = 0$ wird, so erhält man

$$r^2 = a^2\{\cos^2\gamma\}$$

d. h. die Horizontalantenne liefert in der angenommenen Stellung überhaupt keinen Beitrag zur Energie des Sammelkreises. Es ist also zwecklos, im vorliegenden Falle diese Kombination anzuwenden.

2. $\beta = 0;\ \alpha = 90^0.$

Dreht man die Horizontalantenne um 90^0 aus der Einfallsrichtung der Wellen heraus ($\alpha = 90^0$), so geht die obige Gleichung über in die folgende

$$r^2 = a^2\{\cos^2\gamma + \sin^2\gamma\} = a^2.$$

Um eine vollständige Kompensation des Einflusses der Polarisation zu erhalten, muß der Horizontaldraht so angeordnet werden, daß er einen Winkel von 90^0 mit der Einfallsrichtung der Wellen bildet, die horizontal verlaufend angenommen werden.

3. $\beta \gtrless 0;\ \alpha = 900.$.

Läßt man eine Neigung des einfallenden Strahles zu ($\beta \gtrless 0$), so wird die resultierende Empfangsenergie der Kombination dargestellt durch

$$r^2 = a^2\{\cos^2\beta\cos^2\gamma + \sin^2\gamma\}$$

d. h. es tritt zwar eine Kompensation auf, die aber keine vollständige sein kann.

Zusammenfassung.

Es werden eine Reihe von Antennenkombinationen in bezug auf die Abhängigkeit der Empfangsenergie von der Drehung der Polarisationsebene der elektrischen Wellen unterstützt.

Die Kombinationen bestehen sämtlich aus einer vertikalen und einer horizontalen Antenne, die auf einen mit beiden gekoppelten Sammelkreis arbeiten, der auf die Empfangswelle abgestimmt und mit dem Gitter einer Röhre verbunden ist, die entweder als Detektor (Audion) oder als Verstärker arbeitet.

Als einfachste Anordnung ergibt sich eine Kombination, die aus einer vertikalen offenen Antenne und einem Horizontalrahmen besteht.

Die mit ihr erzielte Empfangsenergie ist unabhängig von der Lage der Polarisationsebene im Gegensatz zur Vertikalantenne, bei der mit wechselnder Drehung eine Abnahme erfolgt. Fadingerscheinungen, die durch Polarisationsänderungen der Wellen bei normalen Empfangsmethoden unter Benutzung von nur einer Antenne hervorgerufen werden, fallen bei der Kombination fort.

Sie gestattet außerdem die Bestimmung des Drehungswinkels der Polarisationsebene und seiner zeitlichen Änderungen.

Die behandelten anderen Kombinationen zeigen zwar bis zu einem gewissen Grade ebenfalls eine Abschwächung der Fadingerscheinungen, die aber nicht so vollkommen ist wie bei der beschriebenen Anordnung.

Eingegangen am 19. 7. 1926.)

Zusammenfassender Bericht.

Methoden und Ergebnisse der Klangforschung.

Von **Ferdinand Trendelenburg.**

Inhalt:

1. Einleitung.

Die Kenntnis der physikalischen Eigenschaften der Sprach- und Musikklänge ist bei elektrischen Schallübertragungen für die Konstruktion der Schallempfänger, für die Schaltung des elektrischen Teiles der Anordnung und für den Bau der Wiedergabeapparate von Bedeutung.

Bevor wir die Ergebnisse der Klangforschung besprechen, wollen wir im folgenden zunächst mehrere Grundsätze beleuchten, welche wir bei dem Einsatz von Schallempfängern zu Messungen in Schallfeldern beobachten müssen; auch werden wir einige grundlegende theoretische Betrachtungen über die physikalische Wirkungsweise der Empfänger selbst anstellen, um so die Möglichkeit einer kritischen Wertung der mit den verschiedenen Methoden erhaltenen Aufschlüsse zu gewinnen.

2. Bemerkungen zu Schallfeldmessungen.

Ein akustischer Vorgang ist definiert, wenn für jeden Zeitmoment seines Verlaufes eine der folgenden Größen: Elongation des schwingenden Teilchens, Geschwindigkeit des Teilchens oder Druck im Medium bekannt ist. Trägt man in einem Diagramm als Abszisse die Zeit und als Ordinate den jeweiligen Wert der betreffenden Größe auf, so erhält man einen Kurvenzug, welchen man als die „Schwingungsform" eines akustischen Vorgangs bezeichnet. Handelt es sich hierbei z. B. um einen einfach harmonischen „Ton", wie ihn näherungsweise der von einer Pfeife abgestrahlte Schall darstellt, so nimmt das Kurvenbild der Schwingungsform die Gestalt einer Sinuslinie an.

In komplizierteren Fällen läßt sich die „Schwingungsform" stets durch einen Fourieransatz von der Form darstellen:

$$z = z_0 + \sum_1^n z_n \sin(n\,\Omega\,t + \varphi_n) \qquad (1)$$

wobei z die betrachtete Größe bedeutet. Ist der akustische Vorgang nicht periodisch, so ist als Periode der Grundfrequenz Ω die gesamte Zeitdauer des Verlaufes einzusetzen, innerhalb dieser Zeitdauer läßt sich dann wieder die Fourierdarstellung mit beliebigem Annähern erzielen, während sie jenseits der Grenzen der betrachteten Zeitdauer keine Gültigkeit mehr besitzt.

Unter den erwähnten Größen ist eine praktisch ausgezeichnet, es ist dies der Druck im Schallfeld. Der Druck ist es ja, welcher die vermittelnde Rolle für die Schallumformung bei der Mehrzahl der Schallempfänger spielt — denken wir an die große Gruppe der Membranempfänger, zu welchen auch der meist verbreitete Schallempfänger, das menschliche Ohr, gehört; bei diesen Empfängern ist die an jedem Flächenelement angreifende Kraft gleich dem Druck multipliziert mit dem Flächenelement. Für das Diagramm, welches die zeitliche Abhängigkeit des Druckes angibt, hat man daher einen besonderen Ausdruck geprägt, man spricht von dem „Klangbild".

Kennt man den zeitlichen Verlauf des Wertes einer der drei betrachteten Größen an jeder Stelle des Schallfeldes, so ist das gesamte Schallfeld eindeutig festgelegt. Messungen des Schallfeldes laufen darauf hinaus, den zeitlichen Verlauf einer dieser Größen zu ermitteln, also die Schwingungsform des akustischen Vorgangs zu bestimmen; welche Größe man bestimmt, hängt von der Arbeitsweise des betreffenden Schallempfängers ab, es war bereits darauf hingewiesen, daß der Druck eine praktisch bevorzugte Rolle spielt. Hat man eine Größe bestimmt, so lassen sich die anderen durch folgende Beziehungen berechnen:

Es sei

$$a = a_0 \sin \Omega t \qquad (2)$$

die Bewegung eines schwingenden Teilchens. (Zur Vereinfachung der Rechnung wurde hier ein einfach harmonischer Vorgang angenommen; handelt es sich um einen komplizierteren Vorgang, so wäre dieser nach Fourier zu zerlegen und für jede „Teilfrequenz" die Berechnung entsprechend durchzuführen.)

Dann wird [1])

$$v = \frac{da}{dt} = \Omega\, a_0 \cos \Omega t = v_0 \cos \Omega t \qquad (3)$$

die Teilchengeschwindigkeit und

$$p = -\Omega\, \varrho_0\, a_0\, u \sin \Omega t = p_0 \sin \Omega t \qquad (4)$$

die Druckschwankung

Hierbei ist u die Schallgeschwindigkeit und ϱ_0 die mittlere Dichte.

a, v oder p können auch zur Ermittlung einer weiteren Größe des Schallfeldes benutzt werden; man kann nämlich aus ihnen den Wert der Schallintensität berechnen. Hierunter versteht man den Betrag der Schallenergie, welcher in einer Sekunde durch die zur Fortpflanzungsrichtung der Welle senkrechte Flächeneinheit hindurchtritt. Die Schallintensität $\mathfrak{J}$ berechnet sich aus den oben angegebenen Größen wie folgt:

$$J = \frac{\varrho_0 \cdot u}{2} (\Omega\, a_0)^2 \qquad (5)$$

$$= \frac{\varrho_0 \cdot u}{2} v_0^2 \qquad (6)$$

$$= \frac{p_0^2}{2\,\varrho_0 \cdot u} \qquad (7)$$

Die Gleichungen (5) bis (7) sind deswegen für unsere Betrachtungen von besonderem Interesse, weil wir Methoden kennen, um unmittelbar die Intensität im Schallfeld zu bestimmen; diese Gleichungen gestatten dann, die Werte der übrigen Größen aus den gemessenen Werten zu ermitteln.

[1]) Die Betrachtung gilt für fortschreitende ebene Schallwellen, für Kugelwellen vgl. W. Hahnemann und H. Hecht; Phys. Ztschr. 17, S. 601, 1916.



Aus dem Werte der Intensität läßt sich (bei Kugelwellen bzw. bei einer Schallquelle von räumlich begrenzter Ausdehnung) auch die Leistung L der Schallquelle berechnen; integriert man nämlich die Intensität über eine um die Schallquelle gelegte Fläche, so erhält man den Gesamtbetrag der durch diese Fläche in der Zeiteinheit hindurch getretenen Energie, also die Leistung der betreffenden Schallquelle.

$$L = \int_F J\,dF \tag{8}$$

Ist umgekehrt die Leistung einer Schallquelle bekannt, so läßt sich die Intensität im Schallfeld für diejenigen Fälle berechnen, in denen das Abnahmegesetz der Intensität mit der Entfernung festliegt. Ein praktisches Beispiel hierfür ist eine Schallquelle, welche klein ist gegen alle in Betracht kommenden Wellenlängen; die Ausbreitung erfolgt hierbei in der Form einer Kugelwelle und die Intensität in der Entfernung r wird:

$$J = \frac{L}{4\pi r^2} \tag{9}$$

Um ein Schallfeld bestimmter Intensität herzustellen, in welchem man beispielsweise Schallempfänger in absolutem Maß eichen kann, würde es nach dem Gesagten genügen, eine punktförmige Schallquelle bestimmter Leistung in das Schallfeld einzusetzen. Man kennt auch einen praktisch verwendbaren Schallsender, dessen abgegebene akustische Leistung mit hinreichender Genauigkeit aus der zur Speisung des Schallsenders aufgewandten elektrischen Leistung, welche mit elektrischen Hilfsmitteln gemessen werden kann, berechenbar ist. Es ist dies das Thermophon, dessen Theorie und Durchbildung von Arnold und Crandall[2]) gegeben wurde. Ein dünner Draht oder eine dünne Folie wird von einem Wechselstrom durchflossen; entsprechend der in dem Leiter in Wärme umgesetzten elektrischen Leistung erfährt die Temperatur Schwankungen, welche der Periode der Wechselleistung folgen; gehorcht der den Leiter durchfließende Strom der Beziehung

$$i = i_0 \sin \omega t \tag{10}$$

so wird die momentane Wechselleistung

$$Ri^2 = \frac{1}{2} R i_0^2 (1 - \cos 2\,\omega t) \tag{11}$$

und es läßt sich zeigen, daß die Temperatur dann der Beziehung gehorcht:

$$T = T_m + T' \cos 2\,\omega t \tag{12}$$

wobei T_m die Mitteltemperatur des Leiters und T' eine Größe bedeutet, die von der aufgewandten elektrischen Leistung und der Frequenz abhängt.

Die Temperaturschwankungen des Leiters dringen in das den Leiter umgrenzende Medium ein; hier entstehen dann auf thermodynamischer Grundlage Druckschwankungen, welche sich als akustische Wellen ausbreiten.

Das Thermophon läßt sich räumlich so klein herstellen, daß es für alle in Betracht kommenden Wellenlängen eine punktförmige Schallquelle darstellt. Bei dem Arbeiten mit dem Thermophon ergibt sich nur eine große Schwierigkeit: Die Höchstleistung des Thermophons ist so gering, daß Eichungen mit seiner Hilfe im freien Schallfeld nur an außerordentlich empfindlichen Schallempfängern, wie sie z. B. die modernen elektrischen Schallempfänger darstellen, durchgeführt werden können. Auch für diese ist es vorzuziehen, das Thermophon nicht als Schallquelle im freien Feld zu benutzen, sondern Thermophon und Schallempfänger in einen kleinen Hohlraum mit allseits starren Wänden einzuschließen, dessen räumliche Ausdehnung klein gegen die in Betracht kommenden Wellenlängen ist, man kann dann die Amplitude der Druckschwankung auf Grund der angedeuteten Gedankengänge aus den elektrischen Daten berechnen[3]).

Es gibt noch verschiedene andere elektrische Schallsender, deren Wirkungsgrad theoretisch berechnet wurde, und die daher zunächst als Schallquelle für ein Schallfeld zu akustischen Messungen geeignet erscheinen; als ein Beispiel sei der Blatthaller von H. Riegger[4]) genannt. Dieser Schallsender ist aber räumlich so ausgedehnt, daß der von ihm abgegebene Schall nicht die Wellenfront der Kugelwelle besitzt, für absolute Messungen kommt dieser Sender daher nicht ohne weiteres in Frage, während er beispielsweise zu relativen Messungen, wie sie beim Vergleich zweier Schallempfänger angestellt werden, gut zu gebrauchen ist. Die Höchstleistung reicht für alle in Betracht kommenden Fälle aus.

Die bisherigen Betrachtungen beziehen sich auf die Zusammenhänge der akustischen Größen in einem Schallfeld und auf diejenigen Schallsender, die bisher als Schallquellen für Schallfelder zu Meßzwecken zur Verfügung stehen. Wir wollen nun einige allgemeine Gesichtspunkte besprechen, welche sich auf Einsatz von Schallempfängern in das Schallfeld beziehen.

Bringen wir in das Schallfeld einen Empfänger, so müssen wir darauf achten, daß das Schallfeld bei diesem Vorgehen unverzerrt bleibt. Zwei Effekte können Anlaß zu Verzerrungen des Schallfeldes sein: Es ist dies einerseits die Reflexion der Schallwellen an der Oberfläche des Empfängers und andererseits die Absorption von Schallenergie durch den Empfänger selbst.

Die Störungen durch Reflexion können wir dadurch gering halten, daß wir die räumliche Ausdehnung des Schallempfängers klein gegen die Wellenlänge der höchsten für den zu untersuchenden akustischen Vorgang wichtigen Teilfrequenz halten; die Störungen durch Absorption bleiben nur dann unmerklich, wenn wir die Schallempfänger (insbesondere die Membranempfänger) so bauen, daß sie keinerlei schwach gedämpfte Selektivstellen (Resonanzstellen) besitzen, welche durch entsprechende, im Schallfeld vorhandene Teilfrequenzen angeregt werden. Ist nämlich eine derartige Selektivität vorhanden, so stellt der Empfänger für die betreffende Frequenz eine Schallsenke dar, in deren Umgebung das Schallfeld verzerrt ist.

Die eben besprochenen Gesichtspunkte müssen für alle Fälle, in denen ein Schallempfänger im Schallfeld eingesetzt wird, beachtet werden. Wir wollen uns jetzt den Empfängern selbst zuwenden.

3. Theoretische Betrachtungen über die Wirkungsweise von Schallempfängern.

Eine allgemeine Theorie der Wirkungsweise sämtlicher zu Meßzwecken eingesetzter Empfänger aufzustellen, ist nicht möglich, da sie nach physikalisch verschiedenen Grund-

[2]) Vgl. hierzu: H. D. Arnold and I. B. Crandall, Phys. Rev. **10**, S. 22 ff., 1917. — I. B. Crandall, Phys. Rev. **11**, S. 449 ff., 1918. — E. C. Wente, Phys. Rev. **19**, S. 498 ff., 1922. — F. Trendelenburg, Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konzern III/1, 1923, S. 212 ff.

[3]) H. D. Arnold and I. B. Crandall a. a. O. — E. C. Wente a. a. O.

[4]) H. Riegger, Wissenschaftl. Veröffentl. a. d. Siemens-Konzern III/2 S. 67 ff., 1924. Messungen im Schallfeld des Blatthalters zwecks Vergleichs zweier Schallempfänger wurden von F. Trendelenburg durchgeführt; hierüber wird im nächsten Heft der Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern berichtet.

Über Messungen im Lautsprecherschallfeld vgl. auch E. Meyer, Zur Prüfung von Lautsprechern, erscheint demnächst in der E. N. T.

prinzipien arbeiten. Unter den Empfängern ist aber eine Gruppe ausgezeichnet, welche praktisch in der Mehrzahl aller Fälle verwendet worden ist, es sind dies die Membranempfänger. Über diese Empfänger können wir auf Grund theoretischer Betrachtungen Aussagen machen, welche auch für die Beurteilung anderer Empfänger von Nutzen sein werden. Wir wollen unsere Betrachtungen daher zunächst auf die Membranempfänger richten.

Setzt man eine Membran, welche auf der Rückseite durch einen Hohlraum mit starren Wandungen aufgeschlossen

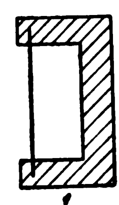


Fig. 1.
Schallempfänger mit Plattenmembran.

ist (Fig. 1), in ein Schallfeld ein, so wird die Membran vom Schall zu erzwungenen Schwingungen angeregt; die an der Membran angreifende Kraft ist in diesem Falle der Druck im Schallfeld, integriert über die Fläche.

$$k = \int_F p\,dF \quad \text{bzw.} \quad k = pF \tag{13}$$

so lange die Membranausdehnung klein gegen alle in Betracht kommenden Wellenlängen ist. Unter dem Zwange dieser Kraft wird die Membran eine Bewegung ausführen, derart, daß ihre Elongation x aus der Ruhelage mit der erregenden Kraft in einem gesetzmäßigen Zusammenhang steht. Die Gesetze dieses Zusammenhangs in allgemeinster Form für die am Rande eingespannte Membran durchzuführen, führt zu verhältnismäßig komplizierten Betrachtungen, wir wollen uns zunächst daher auf eine idealisiert einfache Membranform beschränken. Später werden wir sehen, wie wir die gewonnenen Erkenntnisse in übersichtlicher Weise auch auf die allgemeine Form des Membranempfängers werden ausdehnen können: wir wollen als erstes die Gesetze der erzwungenen Schwingung für die Kolbenmembran ableiten.

Unter Kolbenmembran versteht man ein schwingungsfähiges Gebilde, dessen schwingende Masse aus einer in sich starren, (wie ein Kolben wirkenden) Platte besteht. Die rücktreibende Kraft liegt nicht, wie im Falle einer Einspannung am Rande, in den flächenhaft verteilten Biegungskräften der Membran, sondern liegt in Kräften begründet, welche außerhalb der Membran liegen.

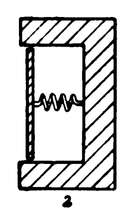


Fig. 2.
Schallempfänger mit Kolbenmembran.

Die in der Skizze gezeichnete Feder deutet dies schematisch an.

Wir werden späterhin sehen, daß sich derartige Verhältnisse weitgehend realisieren lassen, wenn man als rücktreibende Kraft z. B. das Luftpolster zwischen der Membran und der den Empfänger abschließenden Rückwand wählt.

Zur Berechnung der erzwungenen Schwingung der Kolbenmembran kann man sich die Membranmasse im Schwerpunkt vereinigt denken, an welchem man auch die resultierenden Kräfte angreifen läßt. Für die Bewegungsgleichung der Kolbenmembran erhält man dann den einfachen Ausdruck:

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} + R \frac{dx}{dt} + Dx = k(t) \tag{14}$$

wobei x die Elongation des Schwerpunktes in Richtung der Normalen zur Membranmasse ist. M ist die Membranmasse, R sind Dämpfungswiderstände (im Falle des Beispiels der Kolbenmembran mit Luftpolster, die Verluste im Polster und die Strahlungsdämpfung der Membran).

Wir wollen nun noch die angreifende Kraft

$$k(t) = k_0 \sin \omega t \tag{15}$$

setzen.

Diese Einschränkung bedeutet keinerlei prinzipielle Einengung des Geltungsbereiches unserer Betrachtungen, sind wir doch in der Lage, jede beliebige zeitliche Abhängigkeit durch eine Fourierreihe anzusetzen, für jede Teilfrequenz der Fourierreihe hätten wir die im folgenden durchgeführten Rechnungen einzeln anzustellen und die Resultate wieder zu superponieren.

Wir wollen hier nur den praktisch allein wichtigen Fall betrachten, wenn $R^2 < 4MD$ ist (periodischer Fall), dann folgt aus Ansatz 14 als Lösung der Ausdruck

$$x = x_0 \sin(\omega t + \psi) + x' e^{-\frac{R}{2M}t} \sin\left(\sqrt{\frac{D}{M}}\, t + \chi\right) \tag{16}$$

Hierbei ist:

$$x_0 = \frac{k_0}{\sqrt{(D - M\omega^2)^2 + R^2 \omega^2}}$$

Der Ausdruck wird am größten, wenn $\omega = \sqrt{\frac{D}{M}}$ ist. Wir wollen dann ω mit ω_0 bezeichnen, ω_0 ist die „Eigenfrequenz" des Systems.

Für den Ausdruck $\frac{R \cdot \pi}{M \omega_0}$ wählen wir die Bezeichnung $\mathfrak{d}$, dieser Ausdruck ist das logarithmische Dekrement der Schwingung.

Auf Grund dieser Bezeichnungen läßt sich die Gleichung (16) schreiben:

$$\left. \begin{aligned} x = \frac{k_0}{M \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{\mathfrak{d}^2}{\pi^2}\, \omega_0^2 \omega^2}} \sin(\omega t + \psi) + \\ + x' e^{-\frac{R}{2M}t} \sin(\omega_0 t + \chi) \end{aligned} \right\} \tag{17}$$

Die Lösung (17) zerfällt in einen periodischen Teil, dieser besitzt die identisch gleiche Frequenz wie sie die erregende Kraft (15) besaß. Es sei insbesondere darauf hingewiesen, daß auch dann, wenn die erregende Kraft aus mehreren Teilfrequenzen ω_1, ω_2 besteht, die erzwungene Schwingung eben diese und zwar auch nur diese Teilfrequenzen ω_1, ω_2 besitzt. Die Bedingung hierfür ist nur, daß der Ansatz der Bewegungsgleichung durch Ausdruck (14) darstellbar ist. Der andere Teil der Lösung stellt einen rasch abklingenden Vorgang dar, man bezeichnet diesen als den Einschwing- bzw. Ausschwingsvorgang, oder allgemeiner als „Ausgleichsvorgang" bei Änderungen der erregenden Kraft. Wir wollen die Diskussion der Ausgleichsvorgänge erst später vornehmen und uns einstweilen lediglich auf den

stationären Zustand nach Ablauf des Einschwingvorgangs beschränken.

Uns interessiert hier vor allen Dingen: in welcher Weise hängt die Amplitude der erzwungenen Schwingung von der Frequenz der erregenden Kraft ab. Es ist ohne weiteres klar, daß wir von einem brauchbaren Schallempfänger fordern müssen, daß für alle in Frage kommenden Frequenzen die Amplitude des Empfängers mit der Amplitude der erregenden Kraft durch einen konstanten, also insbesondere frequenzunabhängigen Proportionalitätsfaktor zusammenhängen muß, oder daß zum mindesten die etwa auftretenden Fehler, die „Verzerrungen", genau bekannt sind.

Die Gleichung zeigt uns, daß für alle Frequenzen, deren Schwingungszahl sehr klein ist, gegen die Eigenfrequenz X_0 der Beziehung gehorcht:

$$x_0 = \frac{k_0}{M \omega_0^2} \tag{18}$$

Der Proportinalitätsfaktor ist hier also eine Konstante, welche insbesondere von ω selbst unabhängig ist.

Ist also ω_0 höher als $\omega = n\,\Omega$ der höchsten im Klang vorhandenen Teilfrequenz, so gibt uns die Schwingungsform der Membran unmittelbar das Klangbild. Diese Eigenschaft von Kolbenempfängern, deren Abstimmung oberhalb des zu untersuchenden Gebietes liegt, macht ihn für die Zwecke der Klanganalyse besonders wertvoll.

Für $\omega = \omega_0$ wird $x_0 = \frac{k_0}{M\,\omega_0^2}\frac{\pi}{\mathfrak{d}}$. An den Resonanzstellen schaukelt sich also die Membran auf den $\frac{\pi}{\mathfrak{d}}$-fachen Betrag der Amplitude bei langsamen Frequenzen auf [5]).

Für $\omega > \omega_0$ wird $x_0 = \frac{k_0}{M\,\omega^2}$: Die Amplitude nimmt mit dem Quadrat der Frequenz ab.

Den Kurvenverlauf zwischen den eben betrachteten leicht berechenbaren Werten zeigt das Diagramm (Fig. 3). Als Parameter ist hier das Dämpfungs-Dekrement gewählt, die Abszisse ist die relative Verstimmung.

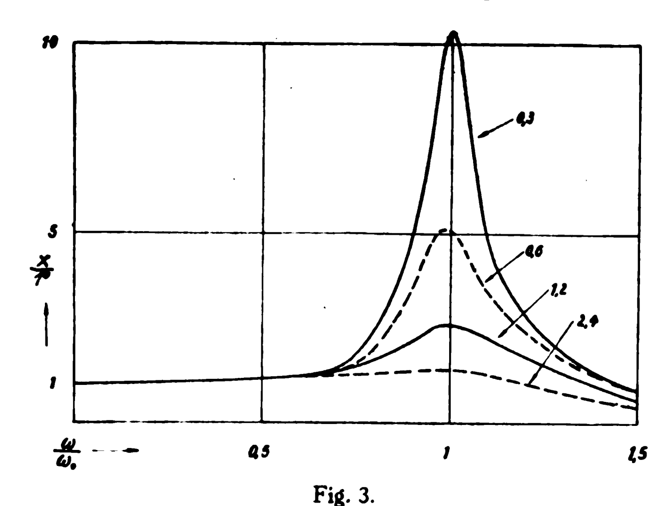


Fig. 3.
Resonanzkurven für verschiedenes Dekrement.

Die Ordinaten sind die Amplituden der erzwungenen Schwingung bei gleicher erregender Kraft, die Kurven zeigen also ohne weiteres die Verzerrungen an, denen die Amplituden der verschiedenen Teiltöne unterworfen sind.

Den zweiten Teil des Ausdrucks Gl. (17) hatten wir bisher außer acht gelassen, wir hatten erwähnt, daß er den Einschwingvorgang beim Einsatz der erregenden Kraft bzw. den Ausschwingvorgang beim Aussetzen der Kraft darstellt und für kontinuierliche Schwingungsvorgänge während des stationären Zustands ohne Bedeutung ist, da er mit der Zeit abklingt. Sehr wesentlich werden die Ein- und Ausschwingvorgänge, die „Ausgleichsvorgänge" für nicht kontinuierliche akustische Vorgänge — denken wir z. B. an die Aneinanderreihung einzelner Laute zur Sprache. Hier müssen bei jeder Änderung des erregenden Klangbildes die Ausgleichsvorgänge berücksichtigt werden, welchen der Empfänger unterworfen ist, um von der einen Schwingungsform zur anderen überzugehen. Der Ausgleichsvorgang a läßt sich nach Einführung des Dekrementes schreiben:

$$A = x' e^{-\frac{\mathfrak{d}\,\omega_0}{2\pi}t} \sin(\omega_0 t + \chi) \tag{19}$$

Die Betrachtung des Ausdrucks (19) zeigt, daß die Ausgleichsvorgänge um so schneller abklingen, je höher die Eigenfrequenz liegt und je größer die Dämpfung ist. Es könnte also scheinen, daß es aus diesem Grunde am günstigsten sei, die Dämpfung bis nahe der aperiodischen Grenzdämpfung zu wählen; demgegenüber ist aber zu bemerken, daß die genaue Theorie der erzwungenen Schwingung als günstigsten Wert des Dekrementes den Betrag $\mathfrak{d} = 2\pi$ fordert, wenn die Figur hinsichtlich Amplitude und Phase richtig sein soll [6]).

Den Typus des Ausschwingvorganges bei verschiedener Dämpfung zeigt Figur 4.

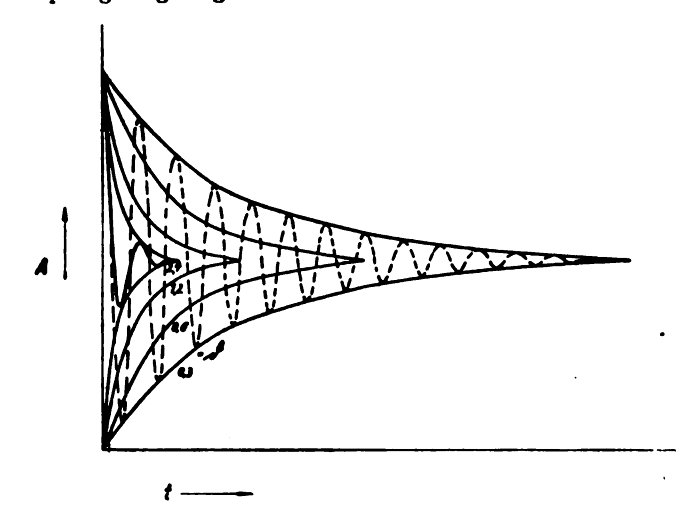


Fig. 4.
Ausschwingen bei verschiedenem Dekrement.

Wir wollen nun kurz betrachten, in welcher Weise die erzwungene Schwingung der am Rande eingespannten Membran von der erzwungenen Schwingung der Kolbenmembran abweicht.

Der Ansatz der Bewegungsgleichung der am Rande gespannten Membran läßt sich nicht auf die einfache Form der Bewegungsgleichung des materiellen, an eine Ruhelage elastisch gebundenen Punktes zurückführen, da die rückwirkenden Kräfte, welche über die Membran flächenhaft verteilt sind, von der Entfernung vom Mittelpunkt abhängen. Es läßt sich zeigen, daß die eingespannte Membran neben einer einzigen tiefsten Eigenschwingung noch unendlich viel

[5]) Die Betrachtung der Phase ist, da unwesentlich für die meisten akustischen Probleme, außer Acht gelassen. Sollte eine Spezialaufgabe auch hier eine kritische Wertung erfordern, so lassen sich die diesbezüglichen Betrachtungen leicht durchführen. Es sei auf die Literatur verwiesen. Vgl. hierzu W. Hort, Technische Schwingungslehre, 2. Aufl., Berlin 1922, Verlag von J. Springer.

[6]) Vgl. hierzu H. Busch, Phys. Zeitschr., S. 615 ff., 1912.

höhere Oberschwingungen besitzt. Nächst dieser tiefsten Eigenschwingung (bei welcher die ganze Membranfläche zwar, wie bei der Kolbenmembran, im gleichen Sinn, nicht aber mit gleicher Amplitude schwingt, diese nimmt nach dem Rande zu ab) treten höhere Eigenschwingungen auf [7]), bei denen beispielsweise die außerhalb eines zu der Membranmitte konzentrischen Kreises liegende Membranfläche in einem, die innere Fläche im entgegengesetzten Sinne schwingt, so daß der konzentrische Kreis die Knotenlinie der Schwingung bildet. Ähnlich können auch Membrandurchmesser als Knotenlinien auftreten. Das System der den verschiedenen Freiheitsgraden entsprechenden Eigenschwingungen ist außerordentlich kompliziert; besitzt die erregende Kraft eine Teilfrequenz, welche einer Eigenfrequenz der Membran nahekommt, so wird für diese infolge Resonanz die Figur verzerrt [8]). Es ist auch noch besonders darauf hinzuweisen, daß die Ausgleichsvorgänge derartiger Schwingungsgebilde von mehreren Freiheitsgraden, deren Eigenschwingungen einander nahe liegen, theoretisch schwer zu übersehen sind und zu Verzerrungen Anlaß geben [9]).

Auch auf eine weitere Abweichung der Eigenschaften vieler praktisch gebauter Empfänger gegenüber den Eigenschaften der bisher behandelten Empfänger müssen wir noch zu sprechen kommen. Wir hatten bisher zugrunde gelegt, daß die rückwirkende Kraft des schwingenden Systems proportional x sei. Dies ist und zwar besonders bei den eingespannten Membranen häufig nicht der Fall, der Einfluß der Einspannung am Rande (oder andere Effekte) bringen zu der linearen Abhängigkeit Glieder höherer Ordnung hinzu. Berücksichtigen wir zunächst das Glied, welches quadratisch mit x ist, so nimmt die Bewegungsgleichung des Systems folgende Form an [10]):

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + R \frac{dx}{dt} + Dx + D' x^2 = k(t) \qquad (20)$$

Die Durchrechnung dieses Ansatzes führt zu einer grundlegenden Abweichung:

Wir hatten oben betont, daß beim Auftreten zweier erregender Kräfte von den Frequenzen ω_1 und ω_2 auch die erzwungene Schwingung eben diese und zwar nur diese Frequenzen ω_1 und ω_2 enthält. Für ein schwingendes System, dessen Bewegungsgleichung den Typ des Ausdrucks (20) besitzt, ist dies nicht mehr der Fall, neben den ursprünglich vorhandenen Frequenzen ω_1 und ω_2 treten neue Frequenzen auf (Kombinationstöne ω_k), welche sich aus den bisherigen Frequenzen durch die Vorschrift zusammensetzen:

$$\omega_k = m\omega_1 \pm q\omega_2 \qquad (21)$$

wo m und q die Reihe der ganzen Zahlen einschließlich der Null durchlaufen. In den praktisch wichtigsten Fällen ist am stärksten vertreten die Frequenz $(\omega_1 - \omega_2)$ (der Differenzton); die Amplituden der Kombinationstöne hängen im übrigen im Falle der Kreismembran wesentlich von dem Umstand ab, ob in der Nähe der betreffenden Kombinationsfrequenz eine Eigenfrequenz der Membran liegt. Es ist einleuchtend, daß derartige Empfänger für die Zwecke der Klanganalyse vollkommen unbrauchbar sind, da sie Teilfrequenzen an Stellen vortäuschen, an denen in dem ursprünglichen Klang keine vorhanden sind. Es sei auch darauf hingewiesen, daß das Zustandekommen der Kombinationstöne nicht nur in den physikalischen Eigenschaften des mechanischen Schwingungssystems zu liegen braucht, auch andere Bestandteile der zur Messung verwendeten Anordnung können hierzu Veranlassung bieten. Würden wir z. B. zur Klangaufzeichnung ein Kohlekörnermikrophon einsetzen und die durch dieses Mikrophon gesteuerten Ströme meßtechnisch auswerten, so kommen Kombinationstöne zustande, deren Entstehung sich durch folgende Überlegung erklären läßt:

Ist E die Spannung der Mikrophonbatterie und R der Widerstand, der durch die Membranschwingungen nach der Beziehung

$$R = R_0 + \Delta R \qquad (22)$$

beeinflußt wird, so gehorcht für alle diejenigen Fälle, in denen ΔR klein gegen R_0 ist, der Mikrophonstrom i der Beziehung

$$i = i_0 + \Delta i \qquad (23)$$

wobei $\Delta i = \alpha \Delta R$ ist. (α ist ein konstanter Proportionalitätsfaktor). Wird hingegen ΔR von merklicher Größe gegenüber R_0, so können wir das quadratische Glied nicht mehr vernachlässigen und erhalten:

$$\Delta i = \alpha \Delta R + \beta \Delta R^2 \qquad (24)$$

Enthält nun ΔR die Frequenzen ω_1 und ω_2, so bewirkt das qudratische Glied das Auftreten der Kombinationsfrequenzen ω_k [11]).

Die durchgeführten Betrachtungen haben uns in großen Zügen die Theorie der erzwungenen Schwingungen — soweit diese für die Kritik der zur Klanganalyse eingesetzten Meßmethoden von Wichtigkeit ist, — vor Augen geführt.

4. Die Methoden der Klangforschung.

Die Methoden der Klangforschung können in zwei Gruppen getrennt werden, die erste Gruppe verwendet als Schallempfänger das menschliche Ohr, welches in geeigneter Weise durch Hilfsmittel physikalischer Natur unterstützt wird, die andere Gruppe vermeidet das Gehör und bedient sich ausschließlich physikalischer Meßmethoden; das Klangbild wird aufgezeichnet und dann rechnerisch oder graphisch analysiert, auch kann die Analyse unmittelbar automatisch in der durch den Schallvorgang betätigten Anordnung vorgenommen werden.

Wir wollen hier zunächst die Methoden besprechen, welche sich des Gehörs bedienen. Hier ist vor allem H. v. Helmholtz zu nennen, welcher vor den Gehörgang einen Luftresonator einschaltete; derjenige Teiltonbereich, welcher der Eigenschwingung des Resonators entspricht, wird verstärkt hervorgehoben und kann so isoliert wahrgenommen werden [12]). C. Stumpf [13]) ersetzt den Kugelresonator durch eine Stimmgabel, deren Mitschwingen er mittels des Gehörs beobachtet. Da das Gehör in der Lage ist, die Stärke des Mitschwingens einigermaßen abzuschätzen, kann er auf diese Weise eine Stärkeklasseneinteilung der einzelnen Teilklänge vornehmen. Wir werden die wertvollen Aufschlüsse, die

---

[7]) Vgl. hierzu z. B. A. Kalähne, Mathemat. Akustik, Bd. II, S. 164.

[8]) Nur in dem Gebiet weit unterhalb der tiefsten Eigenschwingung liegen verhältnismäßig einfache Bedingungen vor, man kann dann die höheren Freiheitsgrade vernachlässigen und erhält ähnliche Resultate wie für die hoch abgestimmte Kolbenmembran.

[9]) Einen gewissen Anhalt geben die Ausgleichsvorgänge in analog gebauten elektrischen Gebilden, wie sie unter bestimmten Einschränkungen durchgerechnet worden sind. Vgl. hierzu H. Backhaus, Wissensch. Veröff. a. d. Siemens-Konzern IV/2, 1925, S. 40 ff.

[10]) Vgl. Helmholtz, Die Lehre von den Tonempfindungen, VI. Aufl., Braunschweig, 1913, S. 646 ff., — Vgl. auch besonders E. Waetzmann, Ann. d. Phys. **24**, S. 68, 1907. — E. Waetzmann, Resonanztheorie des Hörens, Braunschweig 1912, S. 152 ff.

[11]) Hierauf wurde zuerst von E. Waetzmann hingewiesen, Phys. Zeitschr. **15**, S. 638, 1914.

[12]) H. v. Helmholtz, Die Lehre von den Tonempfindungen, S. 73 ff.

[13]) C. Stumpf, Ann. d. Phys., N.F., **57**, S. 660 ff., 1896.

mit dieser Methode über die Klänge gesungener Vokale gewonnen sind, später ausführlicher besprechen. Weitere systematische Untersuchungen über die physikalischen Eigenschaften der Sprachklänge wurden von C. Stumpf mit der Methode des Abbaus und Aufbaus von Klängen durchgeführt. Zwischen den Gehörgang und den zu untersuchenden Klang wird ein System eingeschaltet, welches bestimmte Teiltongebiete vernichtet, zu diesem Zweck verwendet C. Stumpf ein System von Interferenzröhren [14]; ein Rohr ist seitlich mit Ansatzstutzen verschiedener Länge versehen, welche am Ende geschlossen sind, durch dieses Rohr wird der ankommende Schall geleitet. Alle diejenigen Frequenzen, für welche $l = \frac{\lambda}{4}$ ist,

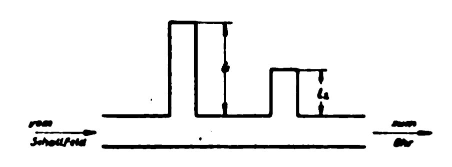


Fig. 5.
Akustisches Frequenzsieb.

werden durch Interferenz ausgelöscht. Es werden nun mittels des Gehörs die Veränderungen beobachtet, welche die Klangfarbe erfährt, wenn bestimmte Teiltongebiete ausgelöscht werden, auf diese Weise kann man auf die Wichtigkeit der betreffenden Teiltongebiete für die Klangübertragung schließen. Fletcher [15] hat das akustische Interferenzsystem durch elektrische Siebketten ersetzt: Der Schallvorgang steuert einen hochwertigen elektrischen Schallempfänger (Kondensatormikrophon, s. u.); in der Verstärkerschaltung, auf welche der Empfänger arbeitet, liegt ein Siebkettengebilde, das in leicht wählbarer Weise die Ausschaltung bestimmter Frequenzbereiche gestattet. Am Ausgang der Siebkette liegt ein elektrischer Schallsender, welcher den primär am Schallempfänger auftretenden Klang wiedergibt. Zur Beurteilung der Größe der Entstellung des Klanges zieht Fletcher statistische Methoden zu, er stellt z. B. den Prozentsatz der noch richtig verstandenen Silben fest, welcher sich beim Abschneiden bestimmter Frequenzbereiche zeigt, eine Methode, welche insbesondere auch für die Prüfung der Güte von elektrischen Schallempfängern, von Übertragungssystemen und von Wiedergabeapparaten von Wert ist.

Bevor wir zu der großen Gruppe von Methoden übergehen, welche sich rein physikalischer Anordnungen bedienen, sei noch darauf hingewiesen, daß die Prüfung der mittels des Gehörs gewonnenen analytischen Ergebnisse vielfach in der Weise durchgeführt wurde, daß die betreffenden untersuchten Klänge synthetisch durch Superposition der in dem Klang ermittelten Klänge herbeigeführt wurde. H. v. Helmholtz bediente sich hierzu einer Reihe von elektrisch angeregten und zur Erhöhung der abgestrahlten Schalleistung mit Resonatoren versehenen Stimmgabeln. C. Stumpf erzeugte künstliche synthetische Klänge durch eine Anzahl entsprechend abgestimmter und in der Stärke abgestufter Pfeifen, ähnlich ging auch D. C. Miller zur subjektiven Prüfung seiner Ergebnisse vor [16].

Unter den rein physikalischen Methoden seien zunächst die Anordnungen besprochen, welche eine objektive Aufzeichnung des Klangbildes gestatten. Fast alle zu diesem Zweck ausgebauten Anordnungen bedienen sich des Membranempfängers, die erzwungenen Schwingungen der Membran werden registriert. Der erste zu diesem Zweck entwickelte Apparat ist das Phonautograph von Scott [17], die Schwingungsform der erzwungenen Schwingung wird mit Hilfe eines mit der Membran gekoppelten Schreibstiftes auf eine rotierende Trommel aufgezeichnet. In ähnlicher Weise arbeitet der Hensensche [18] Sprachzeichner: Die Membran steuert einen Diamantstift, welcher die Schwingungsform auf einer berußten Platte einritzt.

Vielfach wurden zur Klangforschung der Edison-Phonograph benutzt; die Membran trägt einen Stift (meist Saphir), welcher die Membranschwingung in Form einer Furche, deren Tiefe entsprechend der Verschiebung der Membran variiert, in eine Wachswalze eingräbt. Die Tiefenschrift auf der Wachswalze kann dann mit Hilfe geeigneter optischer Verfahren (Fühlhebel mit Spiegelchen und Lichtzeiger, von L. Hermann [19]) in seinen phonographischen Untersuchungen angewendet) oder mechanischer Hebelübersetzungen (Scripture [20]) u. a.) in das Kurvendiagramm der Schwingungsform umgeschrieben werden.

Eine kritische Wertung der mit den bisher genannten Anordnungen gewonnenen Resultate in quantitativer Richtung ist nicht möglich, die physikalischen Bestimmungsstücke der Bewegungsgleichung des schwingenden Systems sind weder genau genug berechenbar, noch meßbar, um einwandfreie Aussagen über die Wirkungsweise der Anordnung machen zu können. Insbesondere sei bemerkt, daß die genannten Empfänger eine Eigenresonanz besitzen, welche im wichtigsten akustischen Bereich liegt; sie selbst und die höheren zur Grundfrequenz unharmonischen Eigentöne der eingespannten Membran bedingen starke Verzerrung durch selektive Bevorzugung bestimmter Teiltöne. Eine weitere Schwierigkeit liegt in dem Koppeln des Schreibstiftes mit der schwingenden Membran durch eine Hebelübertragung. Neben den zusätzlichen Maßen, welche in den Übertragungsgliedern mitbewegt werden müssen, besteht ein besonderer Nachteil darin, daß es schwer ist, einen toten Gang in der Lagerung der beweglichen Übertragungsglieder zu vermeiden, wenn man nicht — wie in der Sprechmaschinentechnik — hochwertige Schneidenlagerungen einführt. Das Bestreben ging daher, die Hebelübertragung zu

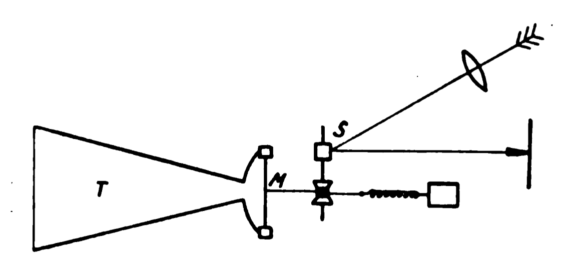


Fig. 6.
Phonodeik nach D. C. Miller.

umgehen und eine unmittelbare Aufzeichnung mittels eines von der Membran gesteuerten Lichtzeigers zu ermöglichen. D. C. Miller benutzt eine derartige Vorrichtung, das „Phonodeik", zu seinen systematischen Untersuchungen von Sprach- und Musikklängen. Das Phonodeik (Fig. 6) besitzt

[14]) C. Stumpf, Berl. Ber. XVII, S. 333 ff., 1918.
[15]) H. Fletcher, Bell-System, Techn. Journ. I, S. 129 ff., 1922; vgl. auch K. W. Wagner, ETZ. 1924, S. 451.
[16]) D. C. Miller, The science of mus.cal sounds, New York, 1916.
[17]) E. S. Scott, Kosmos, 14, S. 314, 1859.
[18]) V. Hensen, Z. Biol. 1887.
[19]) L. Hermann, Arch. f. d. ges. Physiol. 45, 1889; 47, 1890; 53, 1892; 58, 1894; 61, 1895; 141, 1911; 150, 1913.
[20]) E. W. Scripture, The study of speech curves. Researches in experimental Phonetics, Washington 1906.

einen auf einer Achse befestigten Spiegel S. Um die Achse ist ein dünner, einerseits an der zum Schallempfang verwendeten Glasmembran M befestigter, durch eine Feder gespannter Draht geschlungen, so daß bei einer Verschiebung der Membran eine Drehung des Spiegelchens erfolgt, ein auf das Spiegelchen fallender Lichtzeiger registriert die Schwingungsform der Membran auf einer rotierenden Trommel mit photographischem Papier. D. C. Miller hat es auch versucht, sein Phonodeik zu eichen, er wählte hierzu eine Serie von Orgelpfeifen, welche er durch einen erfahrenen Orgelbauer auf gleiche subjektive Lautheit einstellen ließ. Er bestimmte nun, in welchem Maße sein Phonodeik auf die betreffende Frequenz ansprach. Die erhaltene Kurve zeigt Fig. 7, aus der zu ersehen ist, wie stark sich ver-

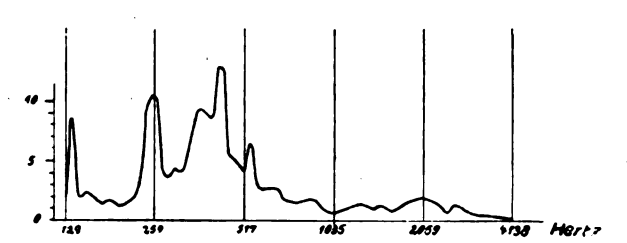


Fig. 7.
Empfindlichkeitskurve eines Phonodeik mit Resonanzstellen.

schiedene Eigenresonanzen, welche den einzelnen Freiheitsgraden der am Rand eingespannten Membran entsprechen, herausheben. Über derartige Eichungen darf außerdem gesagt werden, daß diese vom Stande der heutigen Forschung aus hinsichtlich ihres quantitativen Wertes als veraltet bezeichnet werden müssen, obwohl gerade mit dem Phonodeik in qualitativer Hinsicht wertvolle Resultate gewonnen werden konnten.

Die Forderung, die Eigenfrequenz des Empfängers möglichst hoch zu legen (um eine kurvengetreue Registrierung von Klangbildern zu ermöglichen; hierüber wurden besonders von O. Frank[21]) theoretische Betrachtungen angestellt), führte zu dem Bestreben, das Membrangewicht möglichst zu erleichtern. So wählte man statt einer Membran aus festem Material eine Seifenblasenmembran; in besonders eleganter Weise registrierte S. Garten[22]) die Schwingungsform der Seifenblasenmembran: er zentrierte durch das Feld eines starken Magneten in der Mitte der Membran ein winziges Eisenfeilspänchen, dessen Bewegungen er mikroskopisch photographierte. Die Eigenschwingung seiner Seifenblasenmembranen konnte S. Garten auf etwa 2000 Hertz heraufbringen, die auf diese Weise erhaltenen Ergebnisse bedeuteten einen wesentlichen Fortschritt, ohne aber quantitativ richtige Aufschlüsse für den gesamten akustischen Bereich liefern zu können.

Die geringe Empfindlichkeit schließt die hoch abgestimmten Empfänger für viele praktische Aufgaben, bei welchen nur geringe Intensität vorhanden ist, aus; dieser Nachteil ist jedoch für eine bestimmte Empfängertype von unwesentlicher Bedeutung, es ist dies die Klasse der elektrischen Schallempfänger; die durch die Schallempfänger gesteuerten elektrischen Schwingungen können mit Hilfe von Elektronenröhrenverstärkern so verstärkt werden, daß die Registrierung akustischer Vorgänge auch geringer Intensität möglich wird. Es ist überdies möglich, die Verstärkeranordnung so durchzubilden, daß diese verzerrungsfrei arbeiten und diese elektrischen Methoden der Klanganalyse auch quantitativ brauchbare Resultate ergeben.

[21]) O. Frank, Z. Biol. **60**, 1913.
[22]) S. Garten, Ann. d. Phys. **48**, 1915.

Als Schallempfänger wurden Kondensatormikrophone benutzt; es sind dies das Kondensatormikrophon nach E. C. Wente[23]) und das Hochfrequenz-Kondensatormikrophon nach H. Riegger. Das erstgenannte Mikrophon ist im Schnitt in Fig. 8 dargestellt.

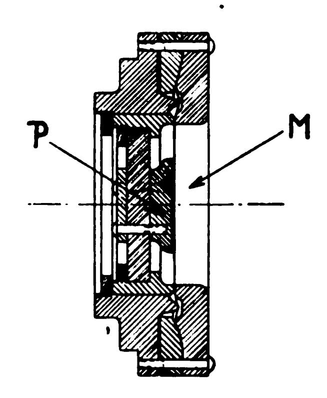


Fig. 8.
Kondensatormikrophon nach F. C. Wente.

Den eigentlichen Empfänger bildet eine stark gespannte Stahlmembran M von einer Stärke von 7×10^{-3} cm, welche gleichzeitig als die eine Belegung eines Kondensators geschaltet ist, dessen andere Belegung durch eine Metallplatte P gebildet wird, welche unter Zwischenlegung einer Luftschicht von nur etwa $2{,}2 \times 10^{-3}$ cm hinter der Membran isoliert angeordnet ist. Die durch die Polsterwirkung dieser Luftschicht auftretenden rücktreibenden Kräfte bilden einen beträchtlichen Zusatz zu den durch die innere Spannung der Membran hervorgerufenen Direktionskräften; es gelingt auf diese Weise, den tiefsten Eigenton der Membran bis über die Grenze der Hörbarkeit emporzuheben, sie liegt bei dem Wenteschen Mikrophon bei etwa 16 000 Hertz.

Neben der Erhöhung der Eigenfrequenz bedingt die Polsterwirkung der dünnen, zwischen Membran und Platte eingeschlossenen Luftschicht noch einen anderen Effekt: die Kompressionen und Dekompressionen des Luftpolsters erfolgen nicht mehr adiabatisch, sondern isotherm, die Temperaturschwankungen des Gasvolumens haben selbst für die schnellsten Frequen-

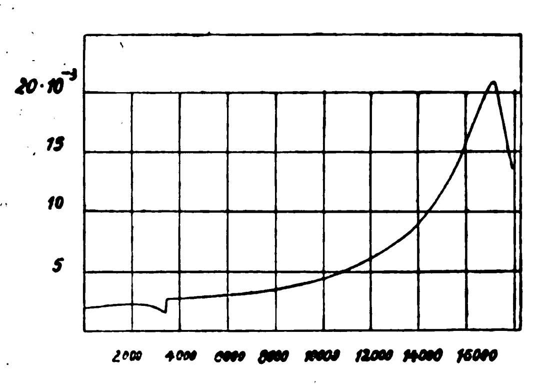


Fig. 9.
Empfindlichkeitskurve des Wente-Mikrophons.

zen die Möglichkeit, über die unmittelbar angrenzenden Flächen der Membran und der Platte P in die Umgebung abzuwandern. Dieser Verlust an Wärmeenergie erfolgt selbstverständlich auf Kosten der Schwingungsenergie der Membran, diese erfährt eine zusätzliche Dämpfung. Wie

[23]) E. C. Wente, Phys. Rev. **10**, S. 39 ff. 1917; Phys. Rev. **19**, S. 498 ff., 1922; vgl. auch J. B. Crandall, Phys. Rev. **11**, S. 449, 1918.



sich die Verhältnisse auf die Lösung der Schwingungsgleichung des Wente-Mikrophons auswirken, zeigt in anschaulicher Weise Kurvenbild 9; als Ordinaten sind die Amplituden der Membran, als Abszissen die Frequenzen (bei Erregung durch konstante Kraftamplitude) aufgetragen. Das Diagramm ist eine mittels Thermophon durchgeführte Eichkurve des Wente-Mikrophons.

Der elektrische Einsatz des Wente-Mikrophons ist durch Skizze 10 dargestellt; der Empfänger ist mit einer

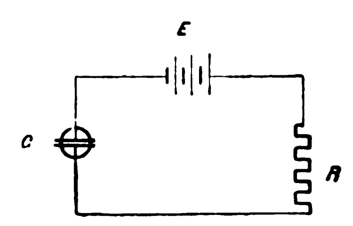


Fig. 10.
Schaltungsskizze für das Wente-Mikrophon.

Gleichspannungsquelle E und einem Ohmschen Widerstand R in Serie geschaltet. Ändert sich die Kapazität des Mikrophons infolge des Auftreffens der Schallwellen, so fließen unter dem Einfluß der angelegten Gleichspannung Verschiebungsströme, welche ihrerseits an dem Ohmschen Widerstand Wechselspannungen hervorrufen, die somit durch die akustischen Schwingungsvorgänge gesteuert werden. Diese Wechselspannungen können nun ihrerseits einen Verstärker steuern, der Strom des letzten Rohres wird oszillographisch registriert. Das Kurvenbild, das wir so gewinnen, gibt uns unter bestimmten Umständen kurvengetreu das Klangbild; hierzu ist es notwendig, folgende Punkte zu beachten:

Wollen wir es erreichen, daß die auf den Verstärker wirkende Spannung ein genaues Abbild der Schwingungsform des Kondensatormikrophons darstellt, so müssen wir zunächst dafür sorgen, daß die Änderung der Kapazität des Mikrophons klein ist im Vergleich zu seiner mittleren Kapazität, anderenfalls hätten wir Kombinationstöne zu erwarten. Diese Bedingung läßt sich aber für die geringen Amplituden des hochabgestimmten Empfängers leicht realisieren. Eine zweite Bedingung ist uns hinsichtlich der Größe des Widerstandes vorgeschrieben; dieser ist so zu wählen, daß er groß ist gegenüber $\frac{1}{\omega C}$ für alle in Betracht kommenden Frequenzen. Auch diese Bedingung kann praktisch erfüllt werden.

Für den Verstärker muß selbstverständlich weitgehende Kurventreue gefordert werden, praktisch wurde sie für die Anordnung von Wente durch einen Widerstandsverstärker mit kapazitiver Kopplung geschaffen, so daß alle Verzerrungen, wie sie etwa durch Transformatoren verursacht werden könnten, vermieden sind.

Der Verstärker arbeitet auf einen Oszillograph; benutzt man einen Schleifenoszillograph, so ist es nach unseren Betrachtungen selbstverständlich, daß nur hoch abgestimmte, an der Grenze der Aperiodizität gedämpfte Schleifen hierfür in Frage kommen.

In anderer Weise hat H. Riegger[24]) sein Hochfrequenzkondensatormikrophon ausgebildet: (Fig. 11.)

Eine Aluminiumfolie A von etwa 0,5 μ Stärke wird zwischen zwei sehr dünnen Seidenmembranen in etwa 0,1 mm Abstand von einer mit Schlitzen versehenen Metallplatte P gehalten; etwa 2 mm hinter der Folie befindet sich eine starre Rückwand, welche ein Luftpolster hinter der Folie abschließt.

[24]) H. Riegger, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern III/2, S. 67, 1924; vgl. auch F. Trendelenburg, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern III/2, S. 43 ff.; IV/1, S. 1 ff.

Trifft durch die Schlitze der Platte Schall auf die Folie, so folgt diese den Schallschwingungen, die Größe der Kapazität zwischen geschlitzter Folie und Platte ändert sich somit entsprechend der Schallschwingungen.

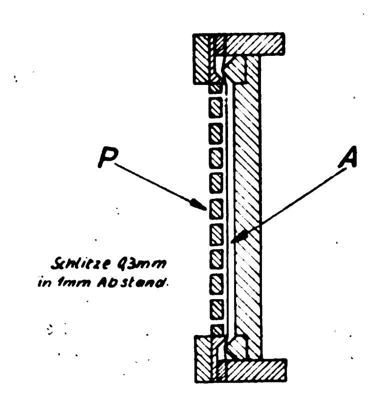


Fig. 11.
Kondensatormikrophon nach H. Riegger.

Gegenüber dem Wente-Mikrophon besteht also folgender Unterschied: Die Membran besitzt fast keine inneren Spannungen, die rückwirkenden Kräfte kommen allein durch die Kompressionen und Dekompressionen des Polsters hinter der Folie zustande. Der Empfänger arbeitet somit wie eine Kolbenmembran, deren Theorie wir oben aufgestellt hatten. Die rückwirkende Kraft läßt sich berechnen unter der Annahme, daß die Zustandsänderungen im Luftpolster adiabatisch erfolgen (diese Annahme ist infolge der größeren Dicke des Luftpolsters, welche etwa den 100 fachen Betrag derjenigen des Wente-Mikrophons beträgt, gerechtfertigt). Aus der berechneten Direktionskraft und der Masse der Membran (Seidenfolie) folgt die Eigenschwingung zu 5 750 Hertz. Auch über die Dämpfung lassen sich auf Grund theoretischer Betrachtungen Aussagen machen; die akustische Strahlungsdämpfung des Empfängers ist nämlich so beträchtlich, daß das Strahlungsdekrement bereits über 1 beträgt. Berücksichtigt man noch die Verlustdämpfung, so ist die tatsächliche Dämpfung noch größer, sie kommt der aperiodischen Grenzdämpfung nahe. Die Betrachtung der in Frage kommenden Kurven der Figur 3 zeigt, daß das Kondensatormikrophon nach H. Riegger einen für quantitative Schallanalyse brauchbaren Empfänger darstellt. Eine Eichung des Rieggerschen Kondensatormikrophons hinsichtlich seiner Empfindlichkeit im Schallfeld selbst wurde von F. Trendelenburg durchgeführt. Über diese Untersuchungen, welche die Theorie des Kondensatormikrophons als hoch abgestimmter, stark gedämpfter Empfänger bestätigen, wird im nächsten Heft der Wissenschaftlichen Veröffentlichung aus dem Siemens-Konzern berichtete werden.

Die Art des elektrischen Einsatzes des Kondensatormikrophons nach H. Riegger erfolgt in einer Hochfrequenzschaltung in folgender Weise (Fig. 12):

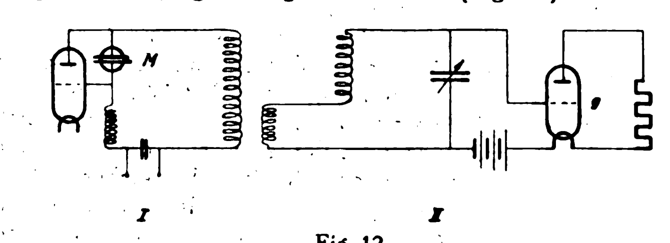


Fig. 12.
Schaltungsskizze für das Kondensatormikrophon nach H. Riegger.

Das Kondensatormikrophon dient als Kondensator eines Hochfrequenzschwingungskreises, welcher durch eine Sende-

schaltung in seiner Eigenwelle angeregt wird (Kreis I). Fällt nun Schall auf den Empfänger, so vergrößert sich in dem einen Teil der Periode die Größe der Kapizität, in dem anderen nimmt sie ab, dementsprechend wächst die Wellenlänge des Hochfrequenzkreises in der einen Halbperiode und umgekehrt. Die Frequenz der auffallenden (zur Vereinfachung sinusförmig angenommenen) Schallwelle sei Ω, dann ändert sich die Kapazität C nach der Beziehung

$$C = C_0 + \Delta C \sin \Omega t$$

und die Wellenlänge wird:

$$\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda \sin \Omega t.$$

Das Hochfrequenz-Kondensatormikrophon wird also dazu benutzt, die Wellenlänge eines Hochfrequenzkreises zu steuern; gegenüber der gewöhnlichen Niederfrequenzschaltung eines Kondensatormikrophons bedeutet dies also den Vorteil der Relaiswirkung. Der Momentanwert einer Wellenlänge läßt sich mit den Mitteln der Hochfrequenztechnik leicht und sehr empfindlich registrieren: ein einfaches Mittel hierzu stellt beispielsweise der übrige Teil II von Fig. 12 dar. Ein zweiter Hochfrequenzkreis wird mit dem ersten Kreis gekoppelt und so abgestimmt, daß man sich im Ruhezustand auf der halben Höhe der Resonanzkurve befindet. (Fig. 13.) Wird nun die Sendewelle in der oben

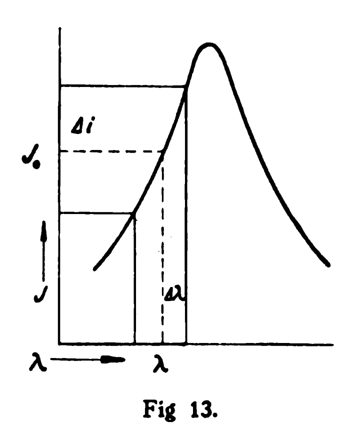


Fig 13.

angegebenen Weise durch den Schall moduliert, so wandert der Arbeitspunkt auf dem ansteigenden Teil der Resonanzkurve entsprechend den akustischen Schwingungsvorgängen hin und her. Die Wellenlängenänderungen werden somit in Amplitudenänderungen der Hochfrequenzschwingungen im Kreise II umgesetzt. Werden diese Hochfrequenzschwingungen gleichgerichtet, (hierzu dient das Gleichrichterrohr g) so erhält man hochfrequente Gleichstrompulsationen, deren Amplitude in der Kurve des auf das Mikrophon fallenden Schalles moduliert ist. Eine Oszillographenschleife, welche in den Anodenkreis des Gleichrichtrohres gelegt ist, folgt wegen ihrer Trägheit nicht der Hochfrequenz, sondern bildet lediglich die niederfrequente Modulation ab.

Die Abbildung ist kurvengetreu unter zwei Bedingungen: einmal muß die Schwingungszahl der verwendeten Hochfrequenz so hoch gelegt werden, daß sie ein Vielfaches der vorkommenden akustischen Frequenzen beträgt. Dies läßt sich gut erreichen, indem man z. B. den Wellenlängenbereich unter etwa 300 m hierfür wählt. Fernerhin muß die Dämpfung des am Gleichrichter liegenden Kreises hinreichend groß gemacht werden, daß auch bei den schnellsten akustischen Vorgängen die Ausgleichsvorgänge keine Rolle spielen. Diese Bedingung ist erfüllt. Eine dritte Bedingung liegt darin, daß der praktisch geradlinige Teil der Resonanzkurve nicht überschritten werden darf, da sonst die Amplitudenmodulation des Resonanzkreises in bezug auf die Kapazitätsänderungen von der Linearität abweichen und Kombinationstöne entstehen würden. Die Möglichkeit der Erhöhung der Empfindlichkeit durch Zwischenschaltung eines Widerstandsverstärkers zwischen das Gleichrichtrohr und ein auf die Oszillographenschleife arbeitendes Rohr ist ohne weiteres gegeben, es wurde aber auch eine Schaltung praktisch verwendet, welche überhaupt keine Niederfrequenzverstärkung einsetzt, sondern die Vergrößerung der Empfindlichkeit mittels verzerrungsfreier Hochfrequenzschaltung durchführt.

Die eben beschriebenen elektrischen Schallempfänger stellen für die Zwecke der Klanganalyse Empfänger dar, deren Eigenschaften so definiert sind, daß sie zu quantitativ bewertbaren Resultaten im akustisch wichtigen Bereich herangezogen werden können.

Einen hoch abgestimmten Empfänger, welcher auf gänzlich anderer Grundlage gebaut ist, haben Einthoven und Hoogerwerf[25]) geschaffen, als Empfänger verwenden diese eine hoch abgestimmte Saite, welche durch die Bewegungen der angrenzenden Luftteilchen mitgenommen wird. Durch geeignete Bemessung der Saitenlänge, der Spannung und des Gewichtes der Saite läßt es sich erzielen, daß für einen gewissen Frequenzbereich das Verhältnis der Amplitude der erzwungenen Saitenschwingung zur Amplitude der Verschiebung der Luftteilchen einen konstanten, also insbesondere von der Frequenz unabhängigen Wert besitzt. In diesem Bereich stellt dann die registrierte Schwingungsform der Saite ein genähertes Bild der Luftteilchenschwingung dar. Es sei aber ausdrücklich darauf hingewiesen, daß der Bereich guter Annäherung nach tiefen und nach hohen Tönen hin begrenzt ist, und nicht etwa wie bei den hoch abgestimmten Druckempfänger alle Teiltöne unterhalb des tiefsten Eigentones richtig abgebildet werden.

Es wurden auch Verfahren angegeben, die erzwungenen Schwingungen sehr leichter, den Schallwellen ausgesetzter Masseteilchen zur Registrierung der Schwingungsform von Luftschwingungen zu verwenden. So ließen Levis und Faris[26]) Lykopodiumsamen, K. Gehlhoff[27]) kleine Öltröpfchen im Schallfeld langsam herabsinken. Die Bewegungen wurden durch ein seitlich angebrachtes Mikroskop photographiert.

Schließlich wurde von Raps[28]) ein Verfahren ausgebaut, welches das mechanische Mitschwingen von Masseteilchen oder die Zuhilfenahme mechanischer und elektrischer Schallempfänger ganz umgeht: Ein Lichtstrahl wird in zwei Teilstrahlen zerlegt, von welchen der eine eine Bahn durchläuft, die vom Schall nicht beeinflußt wird, der andere hingegen durchsetzt das Schallfeld. Die Zustandsänderungen des Schallfeldes machen sich optisch bemerkbar: entsprechend den Druckschwankungen erfolgen Schwankungen des Wertes des Brechungsindex. Bringt man die beiden Lichtstrahlen nun wieder zur Interferenz, so kann man photographisch die Interferenzeffekte, welche durch die Druckschwankungen hervorgerufen wurden, registrieren.

Gegenüber den elektrischen Methoden der Klangaufzeichnung haben alle diese Verfahren den großen Nachteil zu geringer Empfindlichkeit, am nächsten kommt den elektrischen Verfahren hinsichtlich der Empfindlichkeit wohl noch der Saitenphonograph von Einthoven und Hoogerwerf. Doch ist man bei diesem Apparat gezwungen, einen Trichter zu verwenden, welcher einerseits das Schallfeld empfindlich stört und andererseits durch seine Selektivitäten die Aufnahme verzerrt.

[25]) E. Einthoven u. S. Hoogerwerf, Arch. Ges. Physiol. 204, S. 275–294, 1924.

[26]) E. P. Levis u. L. Faris, Phys. Rev. (2) 6, 491—493, 1915.

[27]) K. Gehlhoff, Zeitschr. Phys. 3, 1920.

[28]) A. Raps, Wiedem. Ann. 50, 1893.

Die bisherigen Bemerkungen bezogen sich auf die Schallempfänger. Es sind noch einige Worte über die Auswertung der gewonnenen Klangbilder hinzuzufügen.

In vielen Fällen wird die unmittelbare Betrachtung weitgehende Schlüsse auf die den betreffenden Klangbildern zugrundeliegenden Teilschwingungen zulassen. Darüber hinausgehend kann die Kurve graphisch oder rechnerisch nach Amplitude und nach Phase der einzelnen Teiltöne analysiert werden. Zur graphischen Analyse dienen die harmonischen Analysatoren; als eine verhältnismäßig einfache Type kann hier der Analysator nach Mader[29]) bezeichnet werden. Zur Erleichterung der rechnerischen Analyse wurden zahlreiche Rechenverfahren angegeben, praktische Tabellen hierzu und Beispiele von durchgeführten Analysen finden sich insbesondere in den erwähnten Arbeiten von Hermann und von Scripture.

Es war bereits darauf hingewiesen, daß man die zeitraubenden graphischen oder analytischen Verfahren dadurch zu umgehen sucht, daß man die Analyse durch den betreffenden akustischen Vorgang selbst durchführen läßt. Einen solche automatischen Analysator hat Garten[30]) angegeben: Er läßt den Schallvorgang auf einen Resonator einwirken, dessen Abstimmung während der Zeitdauer des Vorganges kontinuierlich geändert werden kann. Als variablen Resonator verwendete Garten folgende Anordnung: Eine Gummihülle (Fig. 14) umschließt einen Luftraum,

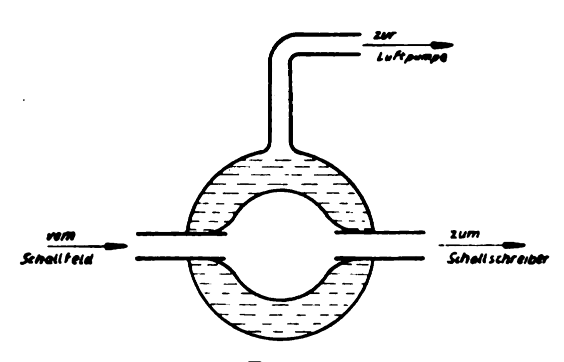


Fig. 14.
Veränderlicher Resonator nach Garten.

welcher zwei Öffnungen besitzt. Die Gummihülle selbst ist von Wasser umgeben. Der Luftdruck oberhalb des Wassers wird durch eine Pumpe erniedrigt, so daß der Atmosphärendruck innerhalb der Gummihülle diese zur Kugelgestalt aufbläst. Läßt man nun wieder Luft in den Raum oberhalb des Wassers zuströmen, so fällt dieser (von einem Wert niedriger Eigenresonanz) in sich (zu einem Wert hoher Eigenresonanz) zusammen. Die Monemtanamplitude des Resonators, welche jeder Einstellung entspricht, wird mittels eines dahintergeschalteten Seifenblasenschallschreibers registriert. Eine genaue Auswertung der in dem betreffenden Klang enthaltenen Teiltöne ist jedoch nur dann möglich, wenn die Änderung der Abstimmung des Resonators mit einer Geschwindigkeit erfolgt, welche sehr langsam ist, gegen alle in Frage kommenden Ein- und Ausschwingzeiten, die Ausgleichsvorgänge bringen anderenfalls erhebliche Störungen hinein.

Die automatische Analyse wird auch auf elektrischem Wege durchgeführt. Hierbei wird der durch den Klang gesteuerte elektrische Schwingungsvorgang mit Hilfe elektrischer Resonanzkreise automatisch analysiert, indem, bei kontinuierlichen Schallvorgängen, nacheinander verschieden abgestimmte Resonanzkreise eingeschaltet werden, deren erzwungene Schwingung gemessen wird. Eine derartige Anordnung haben R. L. Wegel und C. R. Moore[31]) geschaffen, als Empfänger dient das Niederfrequenz-Kondensatormikrophon nach Wente. Eine Erweiterung, welche auch für nicht kontinuierliche Schallvorgänge brauchbar ist, stellt eine Anordnung von Crandall und Sazia[32]) dar; das Klangbild wird hierbei zunächst oszilligraphisch auf einen photographischen Film registriert. Längs der Kurve wird der Film dann zerschnitten und eine Hälfte wird lichtundurchlässig schwarz gefärbt. Anfang und Ende des Films werden zu einem endlosen Band zusammengeklebt und der Film selbst an einem beleuchteten Spalt vorbeigezogen. Bildet man den Spalt mittels einer Zylinderlinse auf einem Punkt ab, so erfolgen in diesem Punkt Helligkeitsschwankungen, welche den Schwingungen der Klangbildamplitude entsprechen. Die Abbildung des Spaltes erfolgt auf eine lichtempfindliche Zelle. Erfolgt nun der Vorbeilauf des Films mit konstanter Geschwindigkeit, so kann man die Registrierung der erzwungenen Schwingung geeignet abgestimmter Resonanzkreise zur Bestimmung des Schallspektrums verwenden.

Das Verfahren kann also auch für solche Vorgänge ausgenutzt werden, welche nicht aus einer Aneinanderreihung identisch gleicher Perioden bestehen. Als Grundperiode tritt die Periode eines Filmumlaufes auf, bei Heranziehung genügend hoher Oberschwingungen kann die auf diese Weise durchgeführte Analyse also den akustischen Vorgang innerhalb des betrachteten Bereiches mit genügender Annäherung darstellen.

Schließlich ist hier noch das Verfahren zu nennen, welches Crandall und Mac Kenzie zur Messung der Energieverteilung einzelner Sprachsilben verwendeten[33]). Diese Anordnung zeigt Fig. 15: Ein Kondensatormikrophon steuert

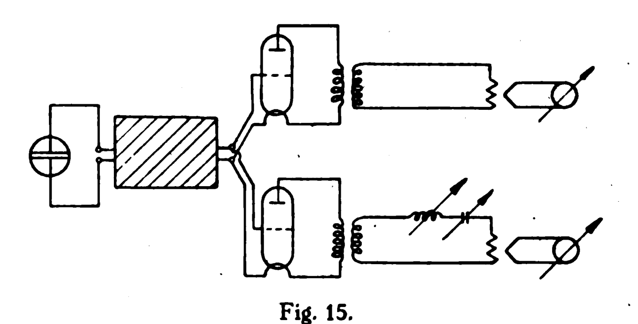


Fig. 15.
Anordnung zur Klanganalyse von Crandall und Mac Kenzie.

gleichzeitig ein Meßinstrument (Galvanometer mit Thermokreuz) unmittelbar, ein anderes über einen abgestimmten Kreis. Die zu messende Silbe wird so oft wiederholt, als verschiedene Einstellungen am abstimmbaren Kreis notwendig sind, um den ganzen akustisch wichtigen Bereich zu überdachen. Auf diese Weise kann nacheinander die Energieverteilung auf die einzelnen Teiltonbereiche bestimmt werden.

Eine Methode zur Messung von Schalldruckamplituden

---

[29]) Mader, ETZ 1909, S. 847; vgl. auch W. Hort, Techn. Schwingungslehre, 2. Aufl., Berlin 1922, J. Springer, S. 126 ff.

[30]) S. Garten, Beiträge z. Vokallehre, Ber. Sächs. Akad. d. Wissensch. XXXVIII/9, Leipzig 1921.

[31]) R. E. Weegel und C. R. Moore, Bell. Syst., Techn. Journ. 3, 299, 1924.

[32]) I. B. Crandall und C. F. Sacia, Phys. Rev. 23, 309, 1924; Bell. Syst., Techn. Journ. 3, 1924.

[33]) I. B. Crandall and Mc. Kenzie, Bell. Syst., Techn. Journ. I, S. 116, 1922.

durch Kompensation hat E. Gerlach[34]) angegeben. Der Schall trifft auf ein Bandmikropohon, durch das Bändchen wird ein Strom geschickt, der gerade so bemessen wird, daß die auf das Bändchen wirkenden Schalldruckkräfte durch die von dem Strom herrührenden elektrodynamischen Kräfte kompensiert werden, so daß das Bändchen in Ruhe bleibt. Die Einstellung auf Null erfolgt durch Abhören hinter der Membran, oder auch durch eine elektrische Brückenschaltung. Auf diese Weise können auf elektrischem Wege Untersuchungen über den Schalldruck in lang dauernden kontinuerlichen Schallvorgängen angestellt werden.

Auch ist noch darauf hinzuweisen, daß Schalldruckamplituden mittels der Rayleigh-Scheibe bestimmt werden können. Diese Methode bediente sich E. Meyer bei der bereits erwähnten Prüfung von Lautsprechern.

(Schluß folgt.)

(Eingegangen am 12. 7. 1926.)

[34]) E. Gerlach, Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konzern III/1. S. 139, 1923. Vgl. hierzu auch eine in Druck befindliche Veröffentlichung von C. A. Hartmann, in der E. N. T. (bei der elektrotechnischen Tagung in Wiesbaden vorgetragen).

Referate.

Diskussion über den elektrischen Zustand der oberen Atmosphäre. (Discussion on the electrical State of the upper Atmosphere.) Proc. Royal Soc. A **111**, 1—13, 1926.

Sir Ernest Rutherford.

Nach einleitenden Bemerkungen weist er darauf hin, daß Elektronen, die aus *He*, *N* und *O* freigemacht worden sind, im Mittel eine lange Lebensdauer haben, ehe sie sich an Molekeln anlagern, daß aber sehr geringe Spuren von Unreinigkeiten einen sehr großen Einfluß auf die Lebensdauer der freien Elektronen haben können. Es kann infolge davon die Gegenwart von Ozon oder anderer Gase eine große Bedeutung für den elektrischen Zustand der Atmosphäre haben. —

Nach seiner Ansicht sind besonders folgende Punkte aufzuklären.

1. Die mittlere freie Weglänge der Elektronen und die Geschwindigkeit der Rekombination der Ionen in den verschiedenen Höhen der Atmosphäre;
2. die Größe und der Ursprung dieser Ionisation;
3. die Größe und Verteilung der Ionisationen, die angenommen werden muß, um die Beobachtungen über die Intensität und Polarisation der aus der Atmosphäre auf die Erde zurückkommenden Wellen zu erklären.
4. Handelt es sich bei der Rückkehr der elektrischen Wellen aus der Atmosphäre um Reflexion oder Krümmung (refraction) der Strahlen durch eine ionisierte Schicht?

Prof. S. Chapman.

Bezüglich der Temperatur ist durch Registrierballons festgestellt, daß sie bis zu etwa 10 km Höhe von zirka 258° abs. auf zirka 220° fällt und dann bis auf eine Höhe von 25 oder 30 km konstant bleibt. Aus Beobachtungen an Meteoren haben Lindemann und Dobson den Schluß gezogen, daß die Temperatur bis 50 oder 60 km zirka 220° ist und in noch größerer Höhe bis auf 300° in 140 km Höhe steigt.

Bezüglich der Zusammensetzung der Atmosphäre zeigen die Spektralaufnahmen des Nordlichts, daß die Atmosphäre bis zu Höhen von zirka 500 km vorwiegend aus N_2 und O_2 besteht. Die Abwesenheit der leichten Gase H_2 und *He* läßt sich wohl nur unter der Annahme verstehen, daß das Gleichgewicht der Atmosphäre in diesen Höhen zum Teil durch elektrische Kräfte bestimmt ist; möglicherweise ist aber auch bis zu diesen Höhen die Durchmischung der Atmosphäre eine so intensive, daß der Gehalt an H_2 und *He* überall derselbe ist, wie in der unteren Atmosphäre.

Prof. C. T. R. Wilson.

Aus der Statistik über die Verteilung von Gewittern hat C. E. P. Brooks abgeleitet, daß auf der ganzen Erde durchschnittlich ungefähr 1800 Gewitter gleichzeitig im Gange sind und daß sie ungefähr 100 Blitze in der Sekunde liefern. Die Elektrizitätsmenge, die in einem Blitze entladen wird, ist von der Größenordnung von 20 Coulombs, und die Spannungen, die zu den Entladungen führen, von der Größenordnung 10^9 Volt. Die Leistung aller Gewitter, die gleichzeitig vor sich gehen, würde also von der Größenordnung 10^{12} Watt, d. h. etwa $^1/_{10\,000}$ der Energie sein, die die Erde in der Sekunde von der Sonne bekommt.

Die Gewitterwolken können einen erheblichen Einfluß auf den elektrischen Zustand der oberen Atmosphäre ausüben. Einmal können sie in der oberen Atmosphäre zu einem aufwärts gerichteten Strom führen, der ausreicht, um die positive Spannung (von der Größenordnung 10^6 Volt), die zwischen der Erde und der oberen Atmosphäre besteht, aufrecht zu erhalten und den nach unten gerichteten Strom (von der Größenordnung 1000 Amp. für die ganze Erde) zu kompensieren. Auf der anderen Seite können die Gewitterwolken als eine Quelle von β- und sekundär von Röntgen- und γ-Strahlen wirken. Die Energie der primären β-Strahlen und ebenso der sekundären oder solcher höherer Ordnung, die bei den Zusammenstößen entstehen, ist so, daß sie äußerst harte γ-Strahlen zu erzeugen imstande sind. Solche β-Strahlen mögen aus der Atmosphäre hinausfliegen und unter dem Einfluß des magnetischen Erdfeldes an allen möglichen weit entfernten Stellen zurückkommen und damit vielleicht bei der Entstehung des Nordlichts und der durchdringenden Strahlung mitwirken, die durch Kohlhörster und Millikan untersucht wurde.

Sir Henry Jackson.

Während eine große Reihe von Beobachtungen mit kurzen Wellen in der drahtlosen Telegraphie durch die Interferenz von zwei Wellen mit verschiedener Phase erklärt werden können, versagt diese Erklärung bei der folgenden Erscheinung.

Einem Schiffe, das sich auf einer langen Reise befand, wurden in regelmäßigen Zwischenräumen von einem Sender mit 12 m Wellenlänge Zeichen gegeben. Es war imstande, sie während der ersten 100 Meilen der Reise aufzunehmen. Dann verschwanden die Zeichen bis zu einer Entfernung von 1100 Meilen. Dann wurden sie wieder bis zu einer Entfernung von 4500 Meilen bei Tag gelegentlich gehört, gingen dann ganz verloren bis zu 6000 Meilen: von da an wurden sie klar und mit verhältnismäßig großer Intensität aufgenommen. Eine längere Welle (in der Gegend von 100 m) konnte bis zu 1000 Meilen empfangen, um von da an aber nur noch zweimal gehört zu werden. Drei andere Wellen, die zwischen den genannten lagen, wurden intermittierend während eines Teils des Tages aufgenommen

und es wurde mit ihrer Hilfe die Verbindung mit dem Schiffe hergestellt.

Die bisherigen Erfahrungen zeigen, daß die ionisierte Schicht nur geringe Absorption für kurze Wellen, die sich längs derselben fortpflanzen, bedingt, daß sie manche Wellen zu bestimmten, aber — je nach der Wellenlänge — verschiedenen Orten der Erdoberfläche, andere scheinbar zu allen möglichen Stellen der Erdoberfläche herunterlenkt, daß manchmal zwei oder mehr Wellen von demselben Sender den Empfänger mit verschiedener und außerdem zeitlich wechselnder Phase treffen und dadurch die bekannten Fading-Effekte hervorrufen. Die Frage ist nur, ob eine Schicht, die alle diese Eigenschaften besitzt, überhaupt physikalisch möglich ist.

Prof. E. V. Appleton

weist zuerst auf seine Versuche hin, über die in diesem Jahrbuch (**27**, S. 123, 1926) schon referiert worden ist. Er kommt auf Grund der Erfahrungen mit kurzen und langen Wellen zu dem Schluß, daß man zur Annahme einer ionisierten Schicht mit einer Elektronendichte von 10^5 bis 10^6 Elektronen/cm^3 gezwungen ist. Lange Wellen werden von dieser ionisierten Schicht reflektiert, da die Änderung des Leitvermögens innerhalb einer Wellenlänge groß genug ist, um eine Reflexion hervorzurufen; kurze Wellen erfahren eine Ablenkung (refraction), bei der das magnetische Feld der Erde eine Rolle spielt und bei der die Größe der Absorption im Sinne von Larmor durch das Verhältnis der Wellenfrequenz zu der Frequenz der Zusammenstöße mit Molekeln bedingt ist. Die täglichen Variationen der drahtlosen Erscheinungen weisen darauf hin, daß die untere Grenze der Schicht bei Nacht höher ist als bei Tag und im Winter höher als im Sommer, und zwar scheint die untere Grenze bei Tag in der Gegend von 50—70, bei Nacht von 80—120 km zu liegen.

Dr. R. L. Smith-Rose

spricht hauptsächlich über die Versuche, die er zusammen mit R. H. Barfield angestellt hat und über die in diesem Jahrbuch (**28**, S. 26, 1926) schon referiert wurde.

Prof. W. H. Eccles.

Bei der Telegraphie auf kurze Entfernungen und bei der zeitlichen Änderung der Intensität auf diese Entfernungen spielt die Abnahme der Luftdichte mit Zunahme der Höhe eine Rolle.

Wenn eine Station gleichzeitig Wellen von 20, 600 und 20 000 m Länge aussendet, so können diese Wellen auf eine Entfernung von 100 km alle mit einer gewöhnlichen Antenne aufgenommen werden. Auf größere Entfernungen verschwindet die 20 m Welle, während die anderen aufnehmbar bleiben. Das bedeutet eine Beugung der langen Wellen, wie aus der Tatsache hervorgeht, daß man mit einer Antenne auf einem hohen Mast oder auf einem Hügel auch die kurzen Wellen nachweisen kann. Über 100 km hinaus verschwindet bei Tag die 20 m Welle vollkommen, während die langen Wellen dauernd empfangen werden können. Nach den Versuchen Hollingworth's fällt die Intensität von langen Wellen zuerst mit der Entfernung ab, um dann bis zu einer Entfernung von 400 km wieder anzuwachsen, augenscheinlich weil die ionisierte Atmosphäre die Beugung der Wellen um die Erde herum unterstützt. Bei einer Entfernung von 700 km erscheint auch die 20 m Welle wieder, obwohl die Tangentialebene durch den Sender 100 km hoch über den Empfänger hinweggehen würde. Es ist zu vermuten, daß die von dem Sender horizontal ausgesandten Strahlen einen Weg genommen haben, dessen Scheitel vielleicht nur 30 km hoch ist. Strahlen, die von dem Sender nach oben ausgehen, werden nach dieser Auffassung in einer größeren Entfernung zur Erde wieder zurückkehren. Er sei nicht überzeugt, ob Prof. Appleton recht habe, wenn er aus der toten Zone der kurzen Wellen die maximale Elektronendichte in einer scharf definierten Heaviside-Schicht in 100 m Höhe ableite. Die Annahme von Strahlen, die, ohne sich zu schneiden, in verschiedene Höhen gehen und eine allmähliche Krümmung erfahren, verlangt eine beträchtliche Dicke der Heaviside-Schicht.

Bei Nacht wird die tote Zone der 20 m Welle größer, z. B. 4000 Meilen. Auf Entfernungen darüber kann sie wieder empfangen werden. Die 600 m Welle läßt sich aufnehmen auf alle Entfernungen bis 5000 Meilen und die 20 000 m Welle auf alle Entfernungen. Bei mittleren Wellenlängen kann das Maximum der Intensität, das man tatsächlich mißt, größer sein als die Intensität, die sich unter der Annahme einer ebenen Erdoberfläche und einer nicht absorbierenden Atmosphäre errechnet.

Dr. G. M. B. Dobson.

Die Auffassung, zu der man in der drahtlosen Telegraphie gelangt ist, daß nämlich die Atmosphäre in einer Höhe von 50—80 km beträchtlich ionisiert ist, wird durch Erscheinungen ganz anderer Art gestützt. Nach den Untersuchungen von Denning und seiner Mitarbeiter ist die Höhe, in der die meisten Meteore erscheinen, ungefähr 110 km. Trägt man die Zahl der Meteore, die in einer bestimmten Zeit verschwinden, in Abhängigkeit von der Höhe, in der sie verschwinden, auf, so besitzt die Kurve ein Hauptmaximum bei 80 km Höhe und ein zweites weniger ausgesprochenes bei 45 km, während zwischen 50 und 60 km nur sehr wenig Meteore verschwinden, die Kurve dort also ein Minimum hat. Die einzige Erklärung für diesen Verlauf der Kurve scheint die zu sein, daß die Atmosphäre oberhalb und unterhalb 60 km verschieden ist. In anderer Beziehung geht aus Beobachtungen mit Meteoren hervor, daß die Temperatur der Atmosphäre bis 50 km Höhe etwa 220° abs., über 60 km aber viel höher ist. Das angegebene Maximum hängt vielleicht mit dieser Änderung in der Temperatur zusammen.

Es ist bekannt, daß durch ultraviolettes Licht von Wellenlängen < 1800 Å.E. Ozon gebildet wird, und es ist deshalb zu erwarten, daß sich auch in den oberen Schichten der Atmosphäre Ozon vorfindet, und zwar wegen der raschen Absorption dieser kurzen Lichtwellen besonders in Höhen von ungefähr 50 km. Prof. Lindemann hat darauf hingewiesen, daß alle anderen Bestandteile der Luft Absorptionsbanden nur im ultraroten haben, Ozon dagegen sowohl im sichtbaren, als im ultravioletten, so daß seine Temperatur im Strahlungsgleichgewicht verhältnismäßig hoch wird. Danach müßten also, wie aus den Beobachtungen an Meteoren auch wirklich folgt, die höchsten Schichten der Atmosphäre, in denen Ozon vorhanden ist, eine höhere Temperatur haben als die tiefer liegenden.

Prof. F. A. Lindemann.

Wenn die Vorstellung von Prof. Wilson, wonach man durch Gewitter Elektronen von 1000 Millionen Volt Geschwindigkeit bekommen kann, sich als richtig herausstellt, so würde sie einen ganz neuen Gedanken in die geophysikalische Spekulation einführen. Er könne aber nicht glauben, daß solche Elektronen für die Ionisation der oberen Atmosphäre verantwortlich gemacht werden können. Es würde schon unverständlich sein, warum diese Elektronen nur über einer gewissen Höhe in der Atmosphäre Ionen bilden sollten, wie es angenommen werden müßte, wenn man mit den Be-

obachtungen in der drahtlosen Telegraphie im Einklang bleiben will.

Die Hauptfrage nach der Ursache der verlangten Ionisation bleibt danach immer noch offen. Bei Tag kann sie natürlich der Sonne zugeschrieben werden. Die Ionisation bei Nacht elektrischen Erscheinungen, wie dem Nordlicht, zuzuschreiben, ist verfehlt, da diese Erscheinungen viel zu unregelmäßig sind, um für die ganz regelmäßigen Beobachtungen der drahtlosen Telegraphie eine Erklärung geben zu können. Ionen, die durch Sonnenlicht gebildet werden, können kaum in so niedrigen Höhen, wie verlangt werden muß, während der Nacht fortbestehen. Die einzige Erklärung, die er wisse, sei diejenige, die ihm durch R. d' E. Atkinson nahe gelegt worden sei, daß nämlich Ozon bei seinem Zerfall Ionen bilde. Ist diese Auffassung richtig, so würde sich die Ionisierung halten müssen, solange Ozon vorhanden ist. Die ionisierte Schicht würde ferner bei Nacht allmählich immer höher werden, da die Rekombination um so schneller vor sich geht, je höher der Druck ist. Wenn es außerdem richtig ist, daß zwischen 50 bis 60 km ein ziemlich plötzlicher Temperaturanstieg stattfindet, so müßte eine merkliche Ionisation nur über dieser Höhe vorhanden sein, da der Zerfall von Ozon bei der niedrigen Temperatur von 220° abs. zwischen 11 und 50 km nur äußerst gering, dagegen sehr viel größer wäre bei der Temperatur von 300°, die nach seiner Ansicht über 60 km vorhanden ist. J. Zenneck.

L. W. Austin. Der gegenwärtige Stand der Frage nach den atmosphärischen Störungen. (The present status of radio atmospherie disturbances.) Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 133—138, 1926.

Die beobachteten Tatsachen sind folgende:

1. Im allgemeinen ist die Wirkung der atmosphärischen Störungen stärker bei großen als bei kleinen Wellenlängen
2. Abgesehen von lokalen Gewittern sind die atmosphärischen Störungen fast immer stärker am Nachmittag und in der Nacht; bei hoher Frequenz macht sich diese Zunahme in der Stärke meist nur in der Nacht geltend.
3. Die Störungen sind stärker im Sommer als im Winter,
4. im Süden als im Norden,
5. an Land als auf See.
6. Ein großer Teil scheint von bestimmten Gegenden herzukommen, z. B. Gebirgszügen, Regengebieten oder Gewittern.

Außerdem ist ziemlich sicher, daß

7. wenigstens die Störungen, die man bei großen Wellenlängen beobachtet, längs der Erde sich mit einer praktisch vertikalen Wellenfront fortpflanzen, wie die langen Wellen der drahtlosen Telegraphie selbst,
8. daß ein beträchtlicher Teil oszillatorischen Charakter hat, während ein anderer Teil nichtoszillatorisch ist und durch Stoßerregung Antennen aller Wellenlängen anregt.
9. daß Störungen manchmal gleichzeitig auftreten an Stationen, die Tausende von Meilen voneinander entfernt sind. — Dieser Punkt bedarf aber noch weiterer Aufklärung.

Es ist sicher festgestellt, daß mit modernen Empfangsapparaten Gewitter bis auf Entfernungen von ca. 2800 km nachgewiesen werden können. Daraus folgt, daß mindestens ein Teil der atmosphärischen Störungen, die man im Empfangsapparat beobachtet, von Gewittern herrühren muß. Es ist aber nicht sicher, ob alle atmosphärische Störungen auf Gewitter zurückzuführen und ob die Entladungen (Blitze) selbst die wirklichen Störungsursachen sind. Die ziemlich allgemein verbreitete Ansicht der drahtlosen Telegraphisten, die durch Versuche des Verfassers gestützt wird, ist die, daß die Blitze selbst nur ein verhältnismäßig harmloses Knacken im Telephon geben, während die Hauptstörungen während Gewittern auf Zeiten fallen, in denen keine Blitze vorhanden sind.

Watson Watt hat die Aufzeichnungen von europäischen gerichteten Stationen analysiert und gefunden, daß nur in 35% der Fälle Gewitter als Störungsursache nachgewiesen, daß dagegen bei ungefähr 75% Regengebiete als die Störungsquellen festgestellt werden konnten. Nach Beobachtungen des französischen meteorologischen Büros stehen die Störungen in einem Zusammenhang mit Kaltwetterfronten, besonders dann, wenn dieselben in Gebirgsgegenden gelangen.

In Nordamerika kommen die Störungen in der Nähe der atlantischen Küste im allgemeinen aus Südwesten, an der kalifornischen Küste aus ganz bestimmten Zentren in den benachbarten Bergen; im Mittelwesten ist die Richtung ganz verschieden, je nach dem Vorhandensein von Gewittern, Regengebieten etc.

Am Schluß geht der Verfasser noch auf die Aufnahmen, die Appleton und Watt mit der Braunschen Röhre von dem zeitlichen Verlauf der Störungen gemacht haben, und auf die Frage ein, ob der Gesamtverlauf der aufgezeichneten Kurven oder nur die in denselben vorhandenen Riefelungen für die Wirkung auf die Empfangsapparate maßgebend sind. J. Zenneck.

A. Hoyt Taylor. Eine Untersuchung über die Reichweite bei höheren Frequenzen. (An investigation of transmission on the higher radio frequencies.) Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 677—684, 1925.

Die Ergebnisse von ausgedehnten Untersuchungen des Naval Research Laboratory in Anacosta, außerdem die Erfahrungen, die von anderen Behörden, von kommerziellen Stationen und auch von Amateuren mit ungedämpften Kurzwellensender gemacht wurden, sind vom Verfasser systematisch zusammengestellt und graphisch in der beigegebenen Reichweitenkarte wiedergegeben worden.

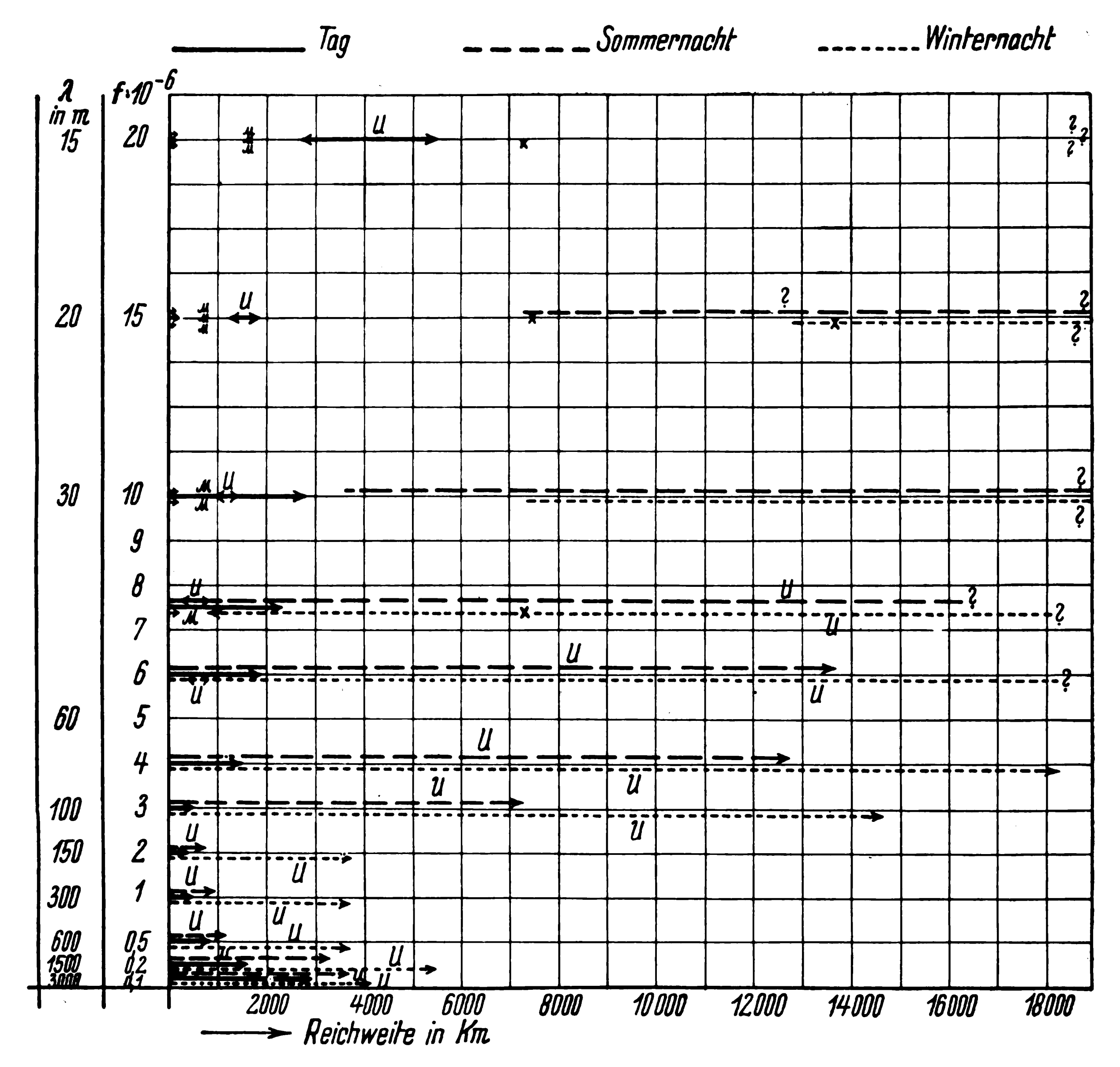
Zu den in der Karte benutzten und erklärten Zeichen ist noch folgendes zu sagen. Wenn das Zeichen *U* (unsicher) zwischen zwei Pfeilen steht, so bedeutet dies eine unsichere Region, deren Anfang und Ende durch die beiden Pfeile markiert ist. Ein *U* ohne beiderseitige Begrenzung durch Pfeile soll ausdrücken, daß von der Entfernung an, bei der das *U* steht, die Übertragung unsicher ist. Ein Kreuz bezeichnet die äußerste Entfernung, bis zu der noch Erfahrungen vorliegen, ein Fragezeichen, daß für die betreffenden Entfernungen keine Versuche gemacht wurden. Während bei den Nacht-Reichweiten zwischen Sommer und Winter unterschieden wurde und wegen der unter Umständen sehr großen Differenz auch unterschieden werden mußte, ist für die Tagwerte ein solcher Unterschied nicht gemacht worden. Es erschien dies zulässig, da die Tagwerte längst nicht ebenso sehr von der Jahreszeit abhängen, wie die Nachtwerte. Die angegebenen Tagwerte sind als Mittelwerte zwischen Sommer und Winter aufzufassen.

Der Verfasser legt Wert auf folgende Ergebnisse.

1. In der Gegend zwischen $f = 2$ und $3 \cdot 10^6$/sec. (λ zwischen 100 und 150 m) beginnen die Tagwerte mit wachsender Frequenz langsam zu steigen. Die Nachtwerte zeigen eine außerordentlich starke Erhöhung und einen Grad von Zuverlässigkeit, den man nach den Erfahrungen mit Frequenzen unter $2 \cdot 10^6$/sec. nicht erwarten würde.
2. In der Gegend von $f = 6 \cdot 10^6$/sec. ($\lambda = 50$ m) entwickelt sich bei der Nachtübertragung eine Unsicherheit schon für verhältnismäßig sehr kurze Entfernungen.



3. Bei Zunahme der Frequenz geht dieses Gebiet der unsicheren Übertragung allmählich in die tote Zone über. Diese ist am ausgesprochensten in Winternächten. Bei höheren Frequenzen tritt sie aber auch in Sommernächten auf, und bei noch höheren Frequenzen macht sie sich auch bei der Tagübertragung bemerkbar. J. Zenneck.



L. Espenschied, C. N. Anderson und **A. Bailey.** Transatlantische drahtlose Telephonie. (Transatlantic radio telephone transmission.) Proc. Inst. Radio Eng. **14,** 7—56, 1926. Aus dem Dep. of Development and Research, American Telephone and Telegraph Company.

Die Arbeit enthält eine große Menge Material in sehr anschaulicher Darstellung. Die Messungen sind in den letzten zwei Jahren in Amerika von Ingenieuren der American Telephone and Telegraph Co., der Bell-Telephone Laboratorien und der Radio Corporation of America und ihrer Schwestergesellschaft, in England von der Western Electric Co. und der englischen Postbehörde ausgeführt worden. Die amerikanischen Sendestationen waren Rocky Point (L. J.) und Marion (Mass.); sie wurden aufgenommen und gemessen in New Southgate und Chedzoy (England). Die englischen Sendestationen waren die Poststationen in Leafield und Northolt. Die Empfangsmessungen an diesen Stationen wurden in Green Harbour (Mass.) begonnen und in Belfast (Maine) und Riverhead (L. J.) fortgesetzt. Die verwendeten Frequenzen lagen zwischen 15 000 und 60 000/sec.

A. Feldstärke der Zeichen.

1. Einfluß der Tageszeit.

Zwei typische Kurven, die den Verlauf der Feldstärke während eines Tages und zwar sowohl für die Aufnahme in Amerika als für diejenige in England zeigen, sind in Fig. 1 und 2 wiedergegeben. In dem darunter befindlichen Streifen bedeutet der schwarze Teil, daß der ganze Weg der Wellen im Dunkel lag, der schraffierte, daß auf einem Teil des Weges Nacht, auf dem anderen Tag herrschte. In den Kurven kommt zum Ausdruck die verhältnismäßig große Konstanz der Feldstärke bei Tag, der Abfall der Feldstärke in der Zeit, in der der Sonnenuntergang über den Weg der Wellen hinzieht, der Anstieg der Feldstärke während der Nacht und der plötzliche Abfall bei Sonnenaufgang an der östlichen Station, der unter Umständen (Fig. 2) bis unter den normalen Tagwert heruntergeht. In welcher Weise die Änderung der Feldstärke mit der Tageszeit von der Wellenlänge abhängt, geht aus Fig. 3 hervor. Die Kurven dieser Figur sind durch Mittelbildung aus 3 oder 4 Kurven der Art

von Fig. 1 und 2, die während jeden Monats aufgenommen wurden, gewonnen worden.

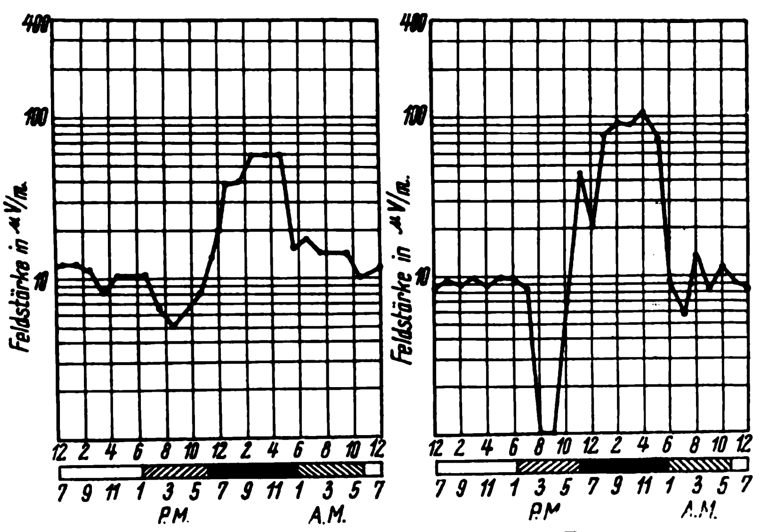


Fig. 1.
Sender: Northolt (England) G. K. B. Empfänger: Belfast (Maine), 13.—14. Sept. 1924. Strahlungsleistung 5,4 kW., f = 52 000/sec., Entfernung: 4980 km.

Fig. 2
Sender: Rocky Point (L. J.) 2 X S, Empfänger: New Southgate (England), 14.—15. Sept. 1924. Strahlungsleistung: 20 kW., f = 57 000/sec., Entfernung: 5482 km.

Dabei hat sich, wie auch bei allen späteren Messungen, gezeigt, daß keinerlei charakteristischer Unterschied zwischen ost-westlicher und west-östlicher Fortpflanzungsrichtung der Wellen besteht.

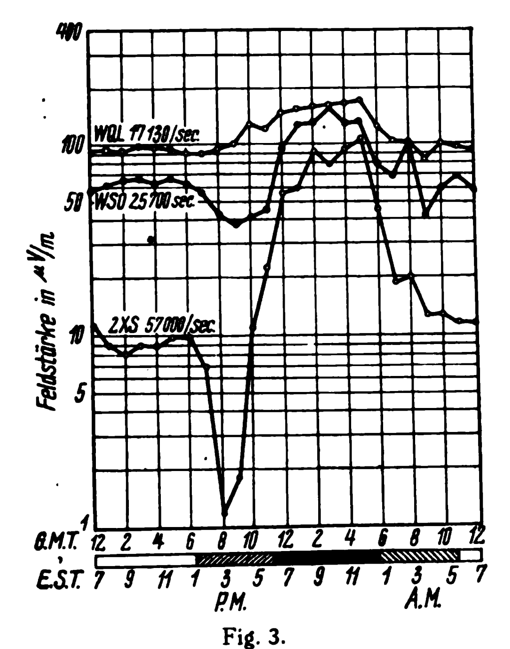


Fig. 3.
Monatsmittel der Tagwerte verschiedener amerikanischer Stationen. Empfänger: New Southgate (England), Sept. 1923. Antennenströme: WQL = 600, WSO = 600, 2 X S = 300 Amp.

2. Einfluß der Jahreszeit.

Instruktiv ist Fig. 4, deren Kurven ebenso wie diejenigen von Fig. 3 Mittelwerte während je eines Monats darstellen. Nach diesen Kurven folgt der starke Abfall der Feldstärke bei Sonnenuntergang bzw. Sonnenaufgang vollkommen der Zeit des Sonnenuntergangs bzw. -aufgangs. Die hohen Werte der Feldstärke bei Nacht bestehen im Winter viel länger als im Sommer entsprechend den längeren Winternächten.

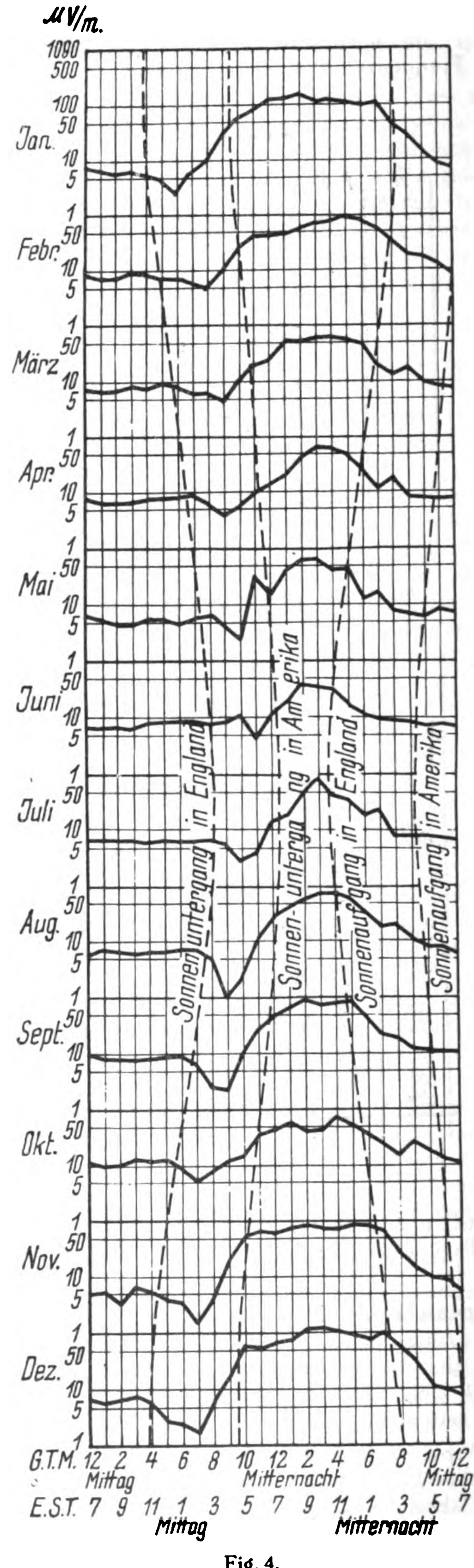


Fig. 4.
Sender: Rocky Point (L. J.) 2 X S, Empfänger New Southgate (England). Strahlungsleistung 20,8 kW., f = 57 000/sec., Entfernung 5480 km.

Nach diesen Kurven kann kaum irgend ein Zweifel bestehen, daß für die Fortpflanzung der Wellen die Sonnenstrahlung der bestimmende Faktor ist.

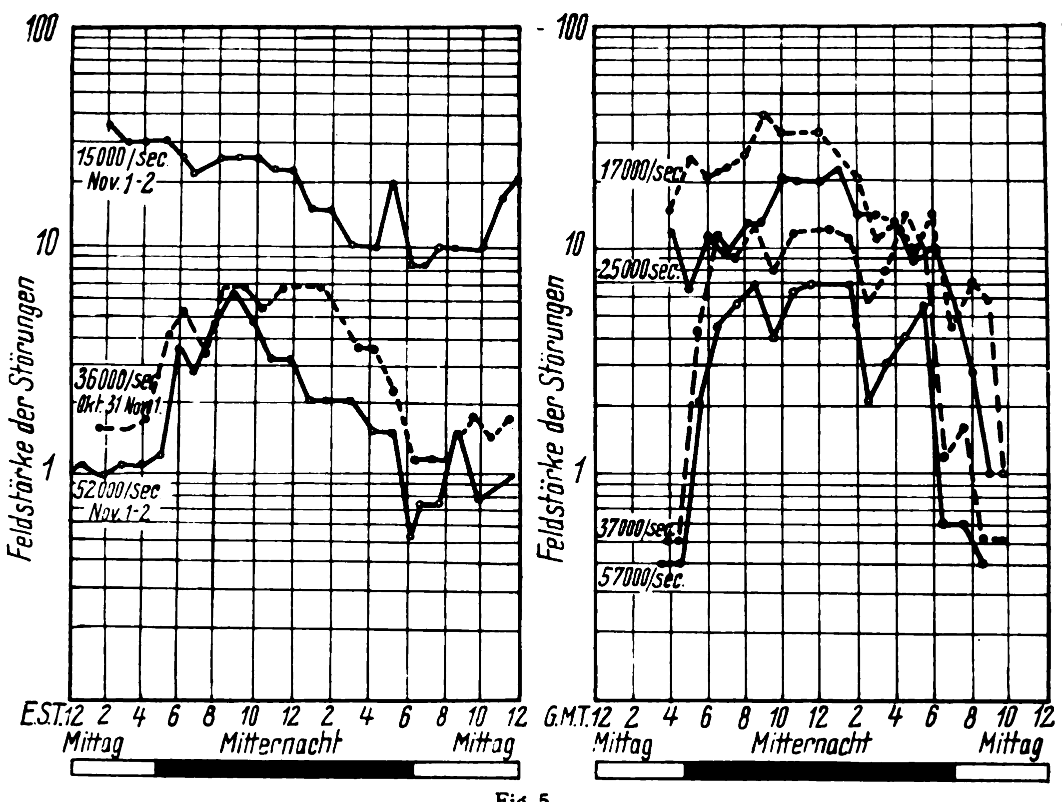


Sieht man sich die Werte näher an, so überzeugt man sich, daß die Tagwerte nur eine sehr geringe Änderung während des Jahres erfahren und ferner, daß die Maximal- und Minimalwerte der Feldstärke im Verhältnis 100 : 1, die entsprechenden Leistungen also im Verhältnis 10 000 : 1 stehen.

3. Vergleich der gemessenen Feldstärken mit den Ausbreitungsformeln.

Die Ausbreitungsformeln sind von der Form

$$\mathfrak{E}\left(\frac{\mu\,\mathrm{Volt}}{m}\right) = \frac{377\,h\,J}{\lambda\,d}\,e^{-\alpha d/\lambda^{x}}$$



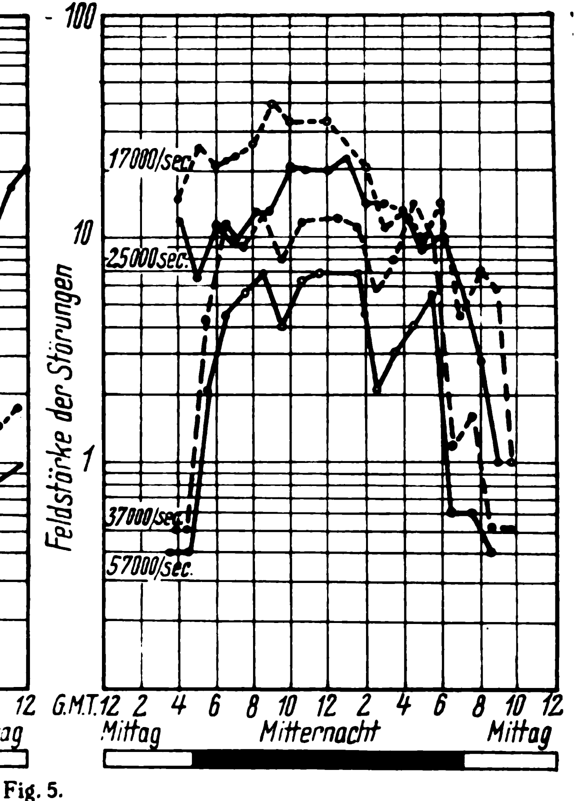


Fig. 5.
Linke Seite: Messungen in Belfast (Maine). 31. Okt. bis 2. Nov. 1924.
Rechte Seite: Messungen in New Southgate (England). 28.—29. Okt. 1923.

worin J den Antennenstrom in Amp., h die Antennenhöhe, d die Entfernung und λ die Wellenlänge, alle in km, bedeuten. Die Verfasser finden, daß eine Formel dieser Art ihre Messungen für die Entfernung London - New York und umgekehrt im Gebiet der Frequenzen von 17 000—60 000/sec. gut darstellt, wenn man $\alpha = 0{,}005$, $x = 1{,}25$ setzt (Sommerfeld: $\alpha = 0{,}0019$, $x = 1/3$, Austin-Cohen: $\alpha = 0{,}015$, $x = 1/2$ oder neuerdings $\alpha = 0{,}0014$, $x = 0{,}6$, Fuller: $\alpha = 0{,}0045$, $x = 1{,}4$).

4. Beziehungen zum magnetischen Erdfeld.

Die Verfasser glauben aus ihren Messungen schließen zu können, daß ein abnormaler Verlauf der Tageskurven mit magnetischen Störungen zusammenfällt.

B. Stärke der atmosphärischen Störungen.

Zur Messung der Stärke der atmosphärischen Störungen wurden dem Empfänger, in dem die Störungen gemessen werden sollten, von einem lokalen Generator Zeichen zugeführt, wobei die Frequenz des Generators dauernd Schwankungen unterworfen wurde, um die Bedingungen bei der Telephonie nachzuahmen. Die Intensität dieser Zeichen konnte variiert werden und wurde auf einen solchen Wert eingestellt, daß eine weitere Verminderung derselben die Zeichen rasch unverständlich machte. Die Stärke der Zeichen, die eben noch verständlich waren, entspricht einer bestimmten Feldstärke am Ort des Empfängers und diese wurde als Maß für die Stärke der Störungen angegeben.

1. Abhängigkeit von der Tageszeit.

Ein Beispiel für eine Kurve, die die Abhängigkeit der Störungen von der Tageszeit wiedergibt, ist in Fig. 5 reproduziert. Sie zeigt den Anstieg bei Sonnenuntergang und den starken Abfall bei Sonnenaufgang an der Empfangsstation, wenigstens bei kurzen Wellenlängen. Der Grund ist nach Ansicht der Verfasser einfach der, daß die atmosphärischen

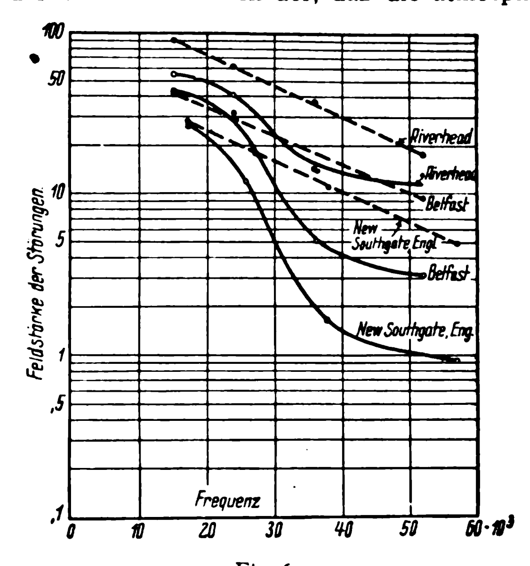


Fig. 6.
Ausgezogene Kurven: Tag, gestrichelte: Nacht. Aug.-Dez. 1924.

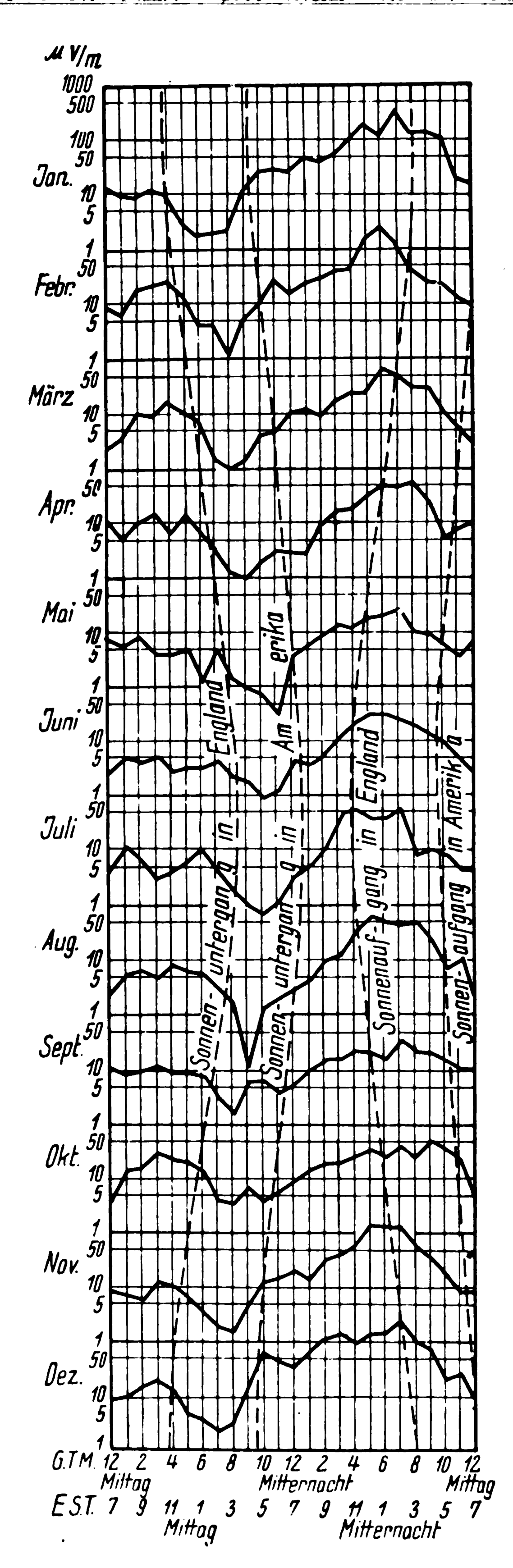


Fig. 7.
Sender: Rocky-Point (L. J.) 2 X S, Empfänger: New Southgate (England), Strahlungsleistung 20,8 kW., $f = 57000$ sec., Entfernung 5480 km.

Störungen bei ihrer Fortpflanzung bei Tag stärker absorbiert werden als bei Nacht, genau wie die Wellen der drahtlosen Telegraphie selbst. Während der Sommermonate ist am Nachmittag die Stärke der Störungen bei allen Frequenzen verhältnismäßig groß.

2. Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Die Störungen machen sich um so mehr bemerkbar, je kürzer die Wellenlänge der Empfangsstation ist. Die Kurven, die die Abhängigkeit der Stärke der atmosphärischen Störungen von der Frequenz des Empfängers darstellen, sind bei Tag von ganz anderem Charakter als bei Nacht (vgl. Fig. 6).

Unter sonst gleichen Umständen sind die Störungen um so stärker, je südlicher die Empfangsstation liegt.

3. Die Abhängigkeit von der Jahreszeit

ist im wesentlichen durch die längere Dauer der Nacht im Winter als im Sommer bestimmt. Infolge davon dauern auch die hohen Nachtwerte der Störungen im Winter viel länger an als im Sommer. In den Sommermonaten kommt allerdings hinzu, daß schon während des Nachmittags verhältnismäßig starke Störungen auftreten.

4. Die Quelle der Störungen

liegt aller Wahrscheinlichkeit nach sowohl für Amerika als für England in den Tropen, für England im tropischen Ostafrika.

C. Verhältnis der Stärke der Zeichen zu derjenigen der Störung.

Berechnet man dieses Verhältnis aus den Ergebnissen von A und B, so kommt man für die Abhängigkeit von der Tages- und Jahreszeit zu Kurven von der Art der Fig. 7, in der die einzelnen Kurven Monatsmittel bedeuten. Sehr anschaulich tritt in diesen Kurven, die sich auf die Aufnahmen in England beziehen, hervor, wie ungünstig für die transatlantische Telegraphie die Zeit ist, in der irgendwo auf dem Weg der Wellen Sonnenuntergang liegt. Genau dasselbe zeigen auch die Aufnahmen in Nordamerika, wenn also die Wellen in umgekehrter Richtung sich fortpflanzen.

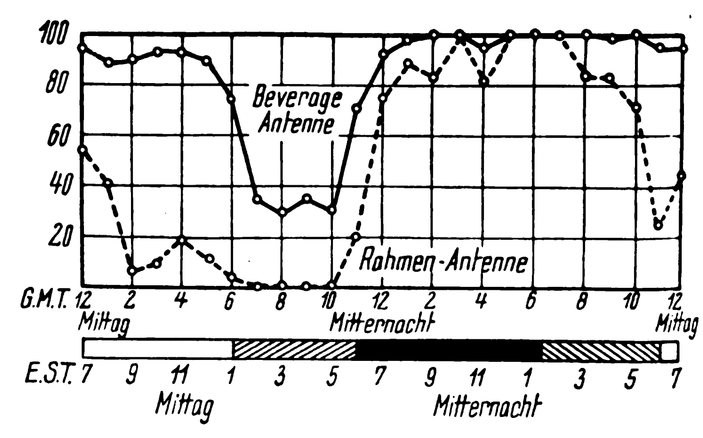


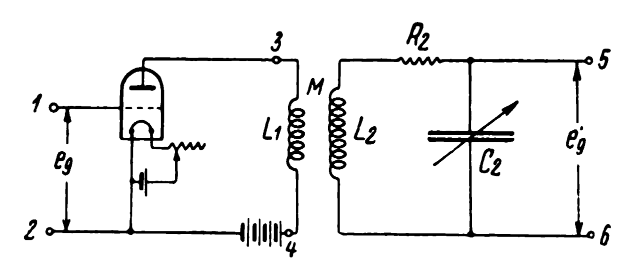
Fig. 8.
Sender: Rocky Point (L. J.) 2 × S, Empfänger: Ghedzoy (England). März 1924.

Bedeutend verbessern läßt sich das Verhältnis der Zeichenstärke zu derjenigen der atmosphärischen Störungen, wenn man nicht mit einer Rahmenantenne, sondern mit einer Beverage-Antenne von sehr ausgesprochener Richtwirkung empfängt. Wie groß der erzielte Vorteil ist, ist aus Fig. 8 zu ersehen, deren Ordinaten dem Prozentsatz an Worten proportional sind, die mit einer Rahmen- bzw. BeverageAntenne zu den verschiedenen Tageszeiten verstanden werden konnten. —

Ein Teil der angeführten Ergebnisse sind natürlich qualitativ schon lange bekannt gewesen. Die Bedeutung der Arbeit, die durch 54 Abbildungen, meist Kurven, illustriert ist, scheint mir in den systematischen, quantitativen Messungen während eines verhältnismäßig langen Zeitraums zu liegen. J. Zenneck.

F. H. Drake und **G. H. Browning.** Ein abgestimmter Hochfrequenz-Transformator von gutem Wirkungsgrad. (An efficient tuned radio-frequency transformer). Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 767—779, 1925.

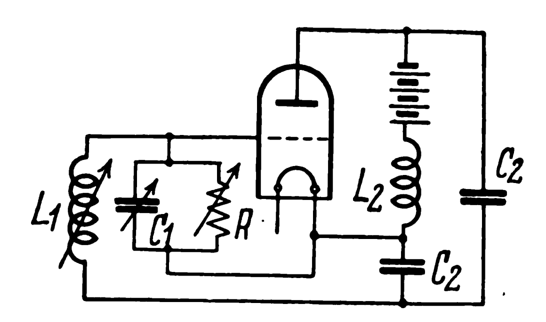
Die Anordnung, um die es sich handelt, ist die in der Figur dargestellte. Die Beziehungen, die für diese Schaltung, insbesondere für die Spannungsverstärkung $e_g' : e_g$ gelten, werden theoretisch abgeleitet, die Bedingungen für eine möglichst günstige Konstruktion entwickelt und die Ergebnisse mit den Messungen verglichen.



J. Zenneck.

L. S. Taylor. Feststellung kleiner Widerstands-, Selbstinduktions- und Kapazitätsänderungen mittels eines Röhrenoszillators. (Detection of small changes in resistance, inductance and capacity by means of an oscillating circuit.) Journ. Opt. Soc. Amer. **12**, 149—158, 1926.

Der Verfasser verwendet einen Schwingungskreis L_2, C_2, C_2 in der Schaltung der Fig. 1. Der Gitterableitungswiderstand R ist so gewählt, daß die Entladung des Gitters nur langsam erfolgt. Die Schwingungen werden also periodisch unterbrochen. Die Frequenz dieser Unterbrechungen ist von der Größe der Rückkopplungsselbstinduktion L_1, der Kapazität C_1 und des Widerstandes R abhängig. Man legt sie zweckmäßig in den hörbaren Bereich.



Durch genau bekannte Änderung der Abstimmelemente L_1, C_1, R des Gitterkreises wird die Abhängigkeit der Unterbrecherfrequenz von diesen Größen festgestellt, so daß rückwärts aus den Tonänderungen auf die Größe zugeschalteter Selbstinduktion, Kapazität usw. geschlossen werden kann.

Schwierigkeiten treten dadurch auf, daß der Ton wesentlich durch die Stärke des Emissionsstromes mitbestimmt wird; für sehr konstanten Heizstrom ist daher Sorge zu tragen. Andererseits ist durch Änderung des Heizstromes ein bequemes Mittel gegeben, die Empfindlichkeit weitgehendst zu beeinflussen.

Eine Anzahl Kurven zeigt die Tonabhängigkeit von den verschiedenen Größen und Parametern. Eine ausführliche Theorie der Erscheinungen soll folgen.

A. Scheibe.

Gg. Hilpert und **H. Seydel**, Beiträge zur Frequenzvervielfachung. ETZ **47**, S. 433 u. 472, 1926.

Die Arbeit bezieht sich auf Frequenzvervielfachung mit Hilfe ruhender Eisentransformatoren, wie sie bei den Hochfrequenzmaschinen der Herren Schmidt und Dornig erfolgt. Da die theoretische Lösung der hierbei auftretenden Schwingungsprobleme durch den Referenten (dieses Jahrb. **24**, S. 105, 1924) nur unter starker Vereinfachung der Voraussetzungen gegeben worden ist, haben die Verfasser im Elektrotechnischen Institut der T. H. Breslau mittels Braunscher Röhre Aufnahmen an einem Hochfrequenz-Maschinensender System Dornig gemacht, die in der vorliegenden Arbeit veröffentlicht und erläutert werden. Die verwickelten Vorgänge, die auftreten, wenn außer dem Maschinen- und Antennenkreis noch Hilfs-, Neben-, Zwischen-, Zusatzkreise und sonstige schwingende Gebilde vorhanden sind, werden durch zahlreiche Aufnahmen und Zeichnungen (Strom-, Spannungs- und Hysteresiskurven) in der Weise beleuchtet, daß

1. der Maschinenkreis allein,
2. das Zusammenwirken des Maschinenkreises mit den übrigen Kreisen

Gegenstand der Oszillogramme war. Dabei zeigt sich, daß nach Hinzuschalten des Sekundärkreises, im Gegensatz zum Maschinenkreis allein, die Stoßspannung an der Eisendrossel verspätet und erhöht wird. Das Hinzuschalten von geeignet abgestimmten Hilfskreisen bewirkt eine weitere starke Erhöhung der Stoßwirkung. Emersleben.

W. W. Brown und **J. E. Love.** Konstruktionen und Wirkungsgrad von großen eisenfreien Induktivitäten. (Designs and efficiencies of large air core inductances.) Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 755—766, 1925. (Aus der Hochfrequenz-Abteilung der General El. Co.)

Um die Isolation möglichst gut und die Verluste möglichst niedrig zu machen, werden für Antennenspulen, die im Innern des Senderaums untergebracht werden sollen, Isolatoren der Form Fig. 1 verwendet. Eine Spule mit solchen Isolatoren ist in Fig. 2 abgebildet. Sie zeigt, wie diese Porzellan-Isolatoren rings um einen Porzellanring angebracht und in welcher Weise die Windungen in sie hineingelegt sind. Es sind also außer den Windungen selbst zum Bau der Spulen nur zwei Konstruktionselemente nötig, die Isolatoren von Fig. 1 und der Porzellanring. Um eine Antennenspule mit beliebiger Induktivität herzustellen, werden so viele Einheiten der Form Fig. 2 übereinandergelegt,

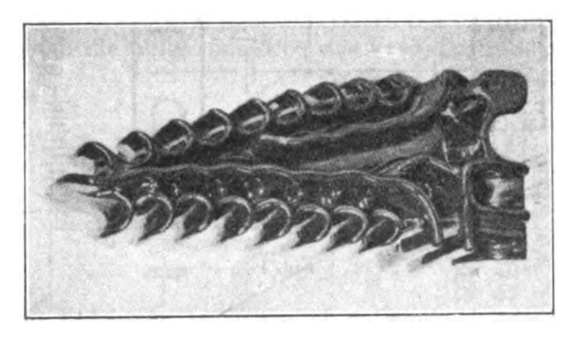


Fig. 1.
Porzellan-Führungsisolator mit 17 Rillen für die Einheitstype von Starkstrom-Induktivitäten.

als zur Erreichung der gewünschten Induktivität erforderlich sind.

Für die Antennenspulen, die im Freien aufgestellt werden sollen, werden ähnliche Isolatoren, wie derjenige von

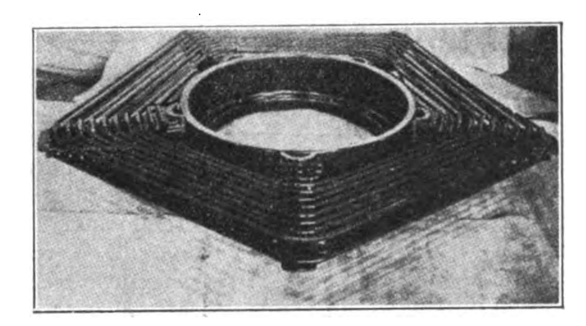


Fig. 2.
Einzelnes Element der Einheitstype von Starkstrom-Induktivitäten.

Fig. 1, aber mit größerem Abstand zwischen den Windungen, benutzt. Der Verlustfaktor $R/\omega L$ (R = Verlustwiderstand) solcher Spulen bleibt, wenn die Windungen aus Litzendraht bestehen, bis zu Frequenzen von $1 \cdot 10^5$/sec. unter 0,001. J. Zenneck.

J. H. Shannon. Die Entfernung von Eisschichten auf Antennen. (Sleet removal from antennas.) Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 181—195, 1926.

Unter bestimmten meteorologischen Bedingungen, die in Nordamerika sehr viel häufiger sind als in Europa, bildet sich um die Drähte von Hochspannungsleitungen und von Antennen ein Mantel von Eis, der wegen seines hohen Gewichtes unheilvolle Wirkungen haben kann. In der Arbeit ist einmal eine Anordnung beschrieben, die es gestattet, die Antennendrähte mit Niederfrequenzstrom zu heizen, ohne daß an der Antenne selbst besondere Umschaltungen gemacht werden müßten — es handelt sich um die kilometerlange gerichtete Antenne (multiple tuned antenna) der Radio Corporation —. Diese Anordnung besteht im wesentlichen in Kondensatoren besonderer Konstruktion, die zwischen die Antennendrähte und die Erdungsdrosseln eingeschaltet werden und so dimensioniert sind, daß der Hochfrequenzstrom der Antenne durch diese Kondensatoren kaum verändert, der Niederfrequenzstrom aber praktisch abgesperrt wird. Ferner sind mechanische Konstruktionen angegeben, deren Zweck es ist, die Gefahr von Betriebsstörungen durch die übermäßigen Zugspannungen, die durch das Gewicht des Eises hervorgerufen werden, möglichst zu verringern. J. Zenneck.

Patentschau.

Von **Carl Lübben.**

Röhrensender ohne Schwingungskreis.

Amerikan. Pat. 1 539 402 (24. 2. 1919, Nichols), veröffentlicht am 26. 5. 1925.

Das Schaltbild eines Röhrensenders ohne Schwingungskreis ist in Fig. 1 wiedergegeben. Die Wirkung wird wie folgt angegeben. Ein anfänglicher Anodenstrom (beim Einschalten) induziert in der Gitterspule Lg eine Spannung, die das Gitterpotential stärker positiv macht, so daß ein weiteres Anwachsen des Anodenstromes erfolgt. Hat der Anoden-

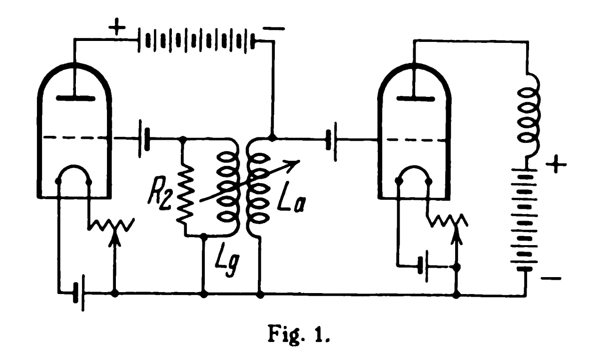


Fig. 1.

strom einen bestimmten hohen Wert erreicht, so wächst er nur noch langsam, die induzierte Gitterspannung fällt, der Anodenstrom sinkt, so daß die induzierte Gitterspannung negativ wird. Dies hat ein weiteres Sinken des Anodenstromes zur Folge, bis wieder eine Umkehr erfolgt usw. Die erzeugte Frequenz wird berechnet und die Formel

$$\omega^2 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{R_i\,R_2}{L_a \cdot L_g - m^2}}$$

R_i = innerer Röhrenwiderstand
m = gegenseitiger Selbstinduktionskoeffizient zwischen L_a und L_g
angegeben.

Doppelgitterröhren-Sender.

Brit. Pat. 246 892 (3. 10. 24, Allinson), ausgegeben am 3. 2. 1926.

Die Patentschrift enthält eine Reihe von Sendeschaltungen mit Doppelgitterröhren, die sich prinzipiell von den Eingitterschaltungen nicht unterscheiden, bei denen das Raumladegitter an eine bestimmte positive Spannung gelegt ist. Von Interesse erscheinen die beiden in Fig. 2

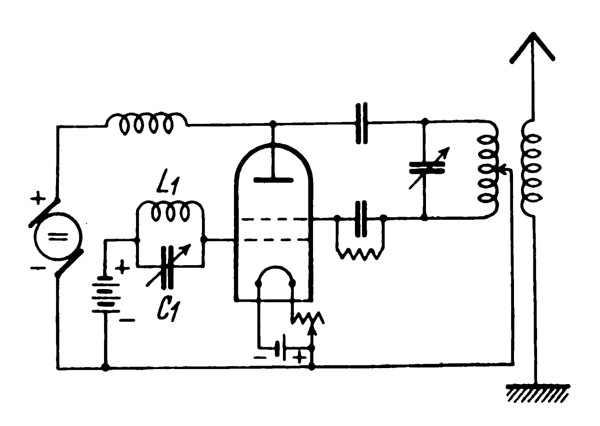


Fig. 2.

und Fig. 3 wiedergegebenen Schaltungen. Bei Fig. 2 ist vor das Raumladegitter noch ein Sperrkreis (Rejektorkreis) L_1 C_1 geschaltet, der geeignet abgestimmt ist und das Auftreten von Störwellen verhindern soll.

Die in Fig. 3 dargestellte Schaltung ähnelt der bekannten Negadyne-Schaltung und unterscheidet sich von dieser nur durch eine etwas andere Anordnung des Schwingungskreises und durch einen getrennten Anodengleichstromkreis. Am Raumladegitter liegt nicht nur die volle Anoden-

spannung, sondern auch noch die Wechselspannung des Schwingungskreises.

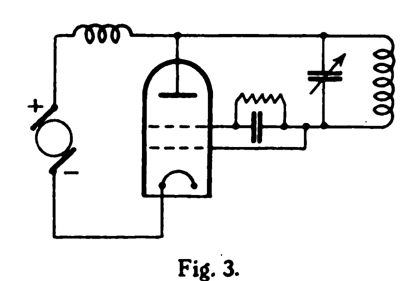


Fig. 3.

Doppelröhren- (Tandem-) Sender.

Amerikan. Pat. 1 568 065 (9. Juni 1923, Gunn) veröffentlicht am 5. Januar 1926.

Es handelt sich um eine Doppelröhrenschaltung, bei der Gitter- und Anodenkreise beider Röhren gegenseitig durch die Kondensatoren C_k (Fig. 4) gekoppelt sind. Solche Schaltungen neigen dazu, zahlreiche Frequenzen zu erzeugen (Multivibrator). Um die Erzeugung einer bestimmten Frequenz herbeizuführen und die übrigen Wellen zu unterdrücken, ist im Anodenkreis der einen Röhre ein Schwingungskreis C, L eingeschaltet.

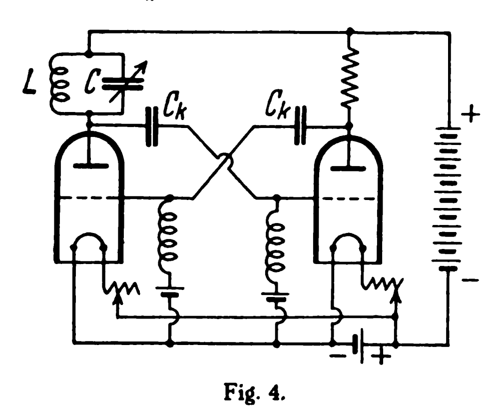


Fig. 4.

Piezokristall für kleine Frequenzen.

Franz. Pat. 602 280 (19. August 1925, Le Materiel Telephonique), veröffentlicht am 16. März 1926.

Gewöhnlich wird der zur Schwingungskontrolle benutzte Kristall so geschnitten, daß seine lange Achse parallel mit einer der natürlichen Flächen des Kristalls verläuft. Wenn die Elektroden dann an den Enden der kleinen Achse liegen, schwingt der Kristall in Richtung seiner großen Achse. Für eine Frequenz von z. B. 1 000 000 erhält der Kristall so eine Länge von etwa 3 mm. Will man einen Kristall zur Kontrolle kleiner Frequenzen benutzen, so müßte z. B. für die Frequenz 10 000 ein etwa 27 cm langer Kristall geschnitten werden. Kristalle von solcher Größe zu erhalten, dürfte schwierig sein. Erfindungsgemäß wird für kleine Frequenzen ein Kristall benutzt, der so geschnitten ist, daß er seiner Länge l nach senkrecht zu einer der natürlichen Flächen liegt, wie dies die Fig. 5 zeigt, in der der Kristall mit seiner größten Länge dargestellt ist und punktiert die Schnittlinien mit den 6 natürlichen Flächen angedeutet sind.

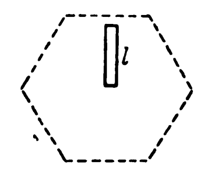


Fig. 5.

Frequenzsteigerung mittels Eisendrossel.

D. R. P. 431 526, Klasse 21 a[4], Gruppe 5, vom 3. Dezember 1925 (Dornig), ausgegeben am 12. Juli 1926.

In Fig. 6 ist die Abhängigkeit der Selbstinduktion L eines eisengeschlossenen Frequenztransformators vom Momentanstrom I dargestellt (vgl. auch E. T. Z. 1925, pag. 224). Diese Abhängigkeit zeigt, daß der Kreis, in dem eine solche Drossel liegt, eine eigentliche Resonanzlage nicht besitzt, diese vielmehr nur bei einem bestimmten Strom vorhanden ist. Diese spitze Form der Selbstinduktionskurve hat eine entsprechend sprungartige Spannungscharakteristik zur Folge, die einen Sekundärkreis stoßartig erregt. Ist die Sekundärschwingung eine Harmonische der Primärschwingung, dann wirkt die Spannungsspitze der nächsten Halbperiode phasenrichtig, so daß eine sekundäre Energieentziehung möglich ist (vgl. Brit. Pat. 121 500, Seite 5, Zeile 37 bis 39).

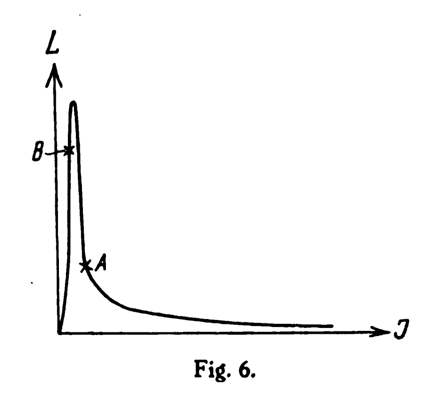


Fig. 6.

Um die nicht gewünschten Harmonischen zu unterdrücken, die im Sekundärkreis ebenfalls erregt werden, werden erfindungsgemäß eine oder mehrere Kompensationsdrosseln K in der Schaltung benutzt, wie sie in Fig. 7 wiedergegeben ist. Während der eigentliche Frequenztransformator F meist auf dem absteigenden Ast (z. B. am Punkt A) arbeitet, wird die Kompensationsdrossel so bemessen (kleinere bzw. größere Zahl Amperewindungen pro Zentimeter Kraftlinienweg), daß sie auf dem steigenden Ast (z. B. Punkt B) arbeitet. Nimmt dann die Selbstinduktion des Frequenztransformators bei kleiner werdendem I zu, so nimmt die der Kompensationsdrossel ab, während die Gesamtsumme sich wenig oder gar nicht ändert.

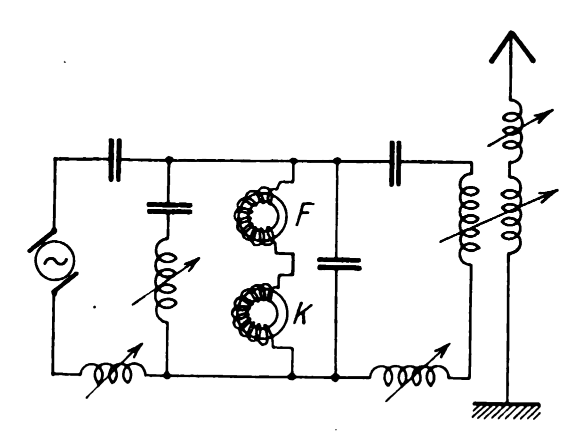


Fig. 7.



Die Kompensationsdrosseln können zur Modulation und dergleichen benutzt werden.

Beeinflussung von Hochfrequenzgeneratoren durch Lichtwirkungen, für Fernsehen, Fernbildübertragung und dergl.

D. R. P. 429 176, Klasse 21 a[1], Gruppe 32, vom 23. Mai 1924 (Telefunken), ausgegeben am 20. Mai 1926.

Bei Beeinflussung von Röhrensendern durch lichtempfindliche Zellen kann bei starken Helligkeitsunterschieden leicht ein Aussetzen der Schwingungserzeugung eintreten. Erfindungsgemäß soll die Beeinflussung so erfolgen, z. B. durch Beeinflussung der elektrischen Größen der Antenne,

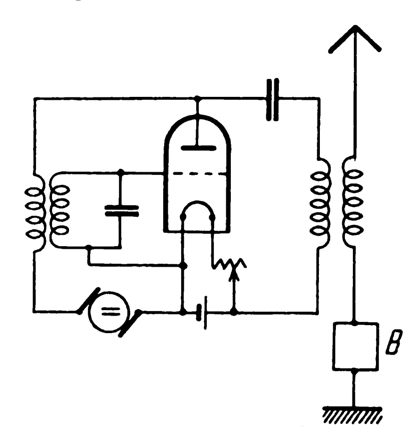


Fig. 8.

in einem Zwischenkreis usw., daß nicht die Schwingungen des Generators unmittelbar, sondern nur die abgegebene Energie beeinflußt wird, so daß keine Rückwirkung auf den Generator vorhanden ist. Solche Schaltungen sind auch im Patent 304 283 angegeben. Eine Schaltung mit Beeinflussung der Antenne ist z. B. in Fig. 8 wiedergegeben. Die lichtempfindliche Beeinflussungseinrichtung ist mit *B* bezeichnet.

Doppelröhrenschaltung zur Richtungsbestimmung.

Brit. Pat. 250 256 (2. April 1925, Marconi), veröffentlicht am 9. Juni 1926.

Zur Erzielung einer scharfen Richtungscharakteristik wird bekanntlich dem mit einer Richtantenne aufgenommenen Empfang noch eine ungerichtete Komponente über-

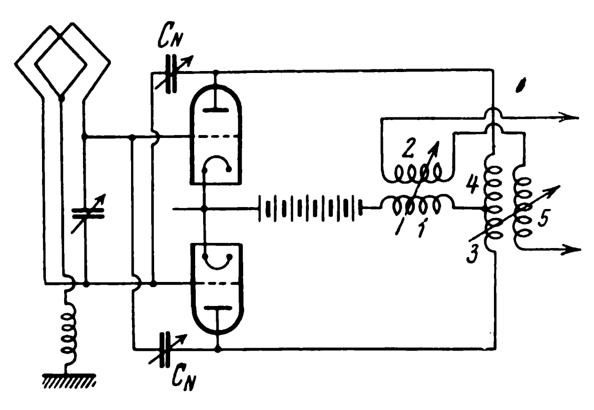


Fig. 9.

lagert, die entweder dazu dienen kann, eine einseitige (Kardioid) Richtcharakteristik herzustellen oder ein unscharfes Minimum scharf zu machen. Um die beiden Komponenten in beliebiger Stärke einander überlagern zu können, wird die in Fig. 9 wiedergegebene Anordnung vorgeschlagen. Die Rahmenantenne ist mit ihren beiden Endpunkten mit den Gittern zweier Röhren verbunden; C_N sind Ausgleichskondensatoren. In dem gemeinsamen Anodenkreis muß in der Spule 1 eine Kompensation eintreten, da die beiden Gitter gegenphasig gesteuert werden, während die Spulen 3 und 4 auf die Sekundärspule 3 im gleichen Sinne wirken. Die Richtkomponente wird also durch Kopplung zwischen 3, 4 und 5 allein geregelt werden können. Die Mitte des Rahmens ist über eine Spule *L* geerdet, so daß der ganze Rahmen als Hochantenne wirkt. Der auf diese Weise auf die beiden Gitter übertragene Effekt ist gleichphasig, hebt sich also in der Spule 5 auf, während er in der Spule 1 bestehen bleibt und auf die Spule 2 übertragen wird. Die Kopplung zwischen 1 und 2 gestattet also, die ungerichtete Komponente allein zu regeln.

Drahtlose Richtungsbestimmung.

Brit. Pat. 249 594 (Hamilton), 20. Dezember 1924, ausgegeben 22. März 1926.

Bei der Verwendung ungedämpfter Wellen ergeben sich durch die Benutzung örtlicher Überlagerungssender leicht Fehler in der Richtungsbestimmung. Diese sollen dadurch vermieden werden, daß von zwei Sendestationen bzw. durch zwei Sendeantennen Wellen ausgesandt werden, die in der Frequenz voneinander um ein geringes abweichen, so daß sich am Empfangsort beim Empfang beider Wellen ohne Hilfssender Schwebungswellen ergeben, die entweder hörbar sind oder über Hörgrenze liegen.

Die beiden Sendestationen können in einem erheblichen Abstand voneinander aufgestellt sein, wie dies in Fig. 10

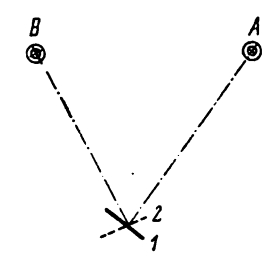


Fig. 10.

dargestellt ist. Am Empfangsort *E* ergeben sich dann zwei Stellungen 1 und 2 des drehbaren Rahmens, in denen keine Schwebungen auftreten können, nämlich jedesmal dann, wenn der Rahmen zu einer der beiden Senderichtungen senkrecht steht. Da der Standort der beiden Sender *A* und *B* bekannt ist, kann aus diesen beiden Stellungen des Rahmens der Ort des Empfängers ermittelt werden.

Bei Verwendung von mehr als zwei Sendestationen können immer zwei Stationen gleichzeitig senden und ein bestimmtes Zeichen geben, danach zwei andere Stationen mit einem bestimmten Zeichen usw.

Anstatt mit verschiedenen Trägerwellen zu arbeiten, kann auch die gleiche Trägerwelle mit verschiedenen Zwischenfrequenzen moduliert werden.

Selektive Empfangsanordnung.

D. R. P. 431 530, Klasse 21 a[4], Gruppe 47, vom 11. September 1925 (Isaria-Zählerwerke), ausgegeben 14. Juli 1926.

Es wird mit einer Hochantenne *H* eine Rahmenantenne *R* so kombiniert, daß der Rahmen zugleich als Spule eines Sperrkreises dient, so daß außer der einseitigen Richtwirkung der Antennenkombination auch noch der Sperrkreis



zur Beseitigung störender Wellen dienen kann. Die beiden Schaltungen, die sich auf diese Weise ergeben, sind in Fig.

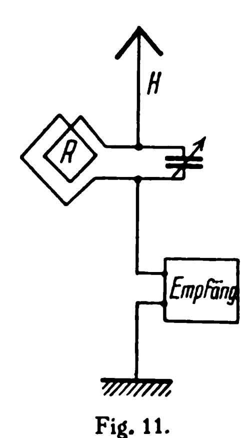


Fig. 11.

11 und 12 wiedergegeben. Bei Fig. 11 liegt der Sperrkreis in der Antenne, bei Fig. 12 ist mit dem Rahmen R ein Sperrkreis $C\ L$ gekoppelt.

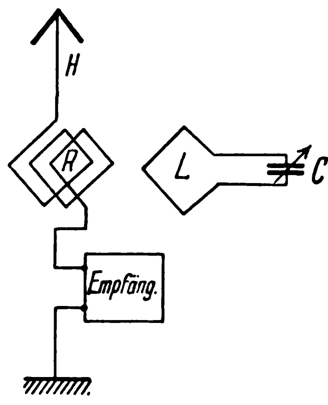


Fig. 12.

Gemeinsame Abstimmung mehrerer Schwingungskreise.

D. R. P. 430 895 vom 16. November 1924, Klasse 21 a[4], Gruppe 24 (Telefunken), ausgegeben am 28. Juni 1926.

Es kommt in der Hochfrequenztechnik vor, daß zwei Schwingungskreise gleichzeitig in der Abstimmung so geändert werden müssen, daß die Differenz der Frequenzen beider Kreise konstant bleibt. Ein solcher Fall liegt z. B. meist beim Superheterodyneempfang vor. Die getrennte Einstellung beider Kreise ist natürlich aus verschiedenen Gründen unerwünscht. Man ist vielmehr bestrebt, beide Kreise durch eine einzige Einstellung, z. B. durch einen Drehgriff, abzustimmen.



Fig. 13. Fig. 14.

Erfindungsgemäß wird dies dadurch erreicht, daß der eine Schwingungskreis eine etwas kleinere Selbstinduktion als der andere besitzt, und daß in Serie mit dem Drehkondensator noch ein fester Kondensator C_s eingeschaltet ist. Fig. 13 zeigt den einen, Fig. 14 den anderen Schwingungskreis.

Trägt man die Abhängigkeit der Frequenz ω von der reziproken Kapazität $1/C$ graphisch auf, so erhält man eine Parabel (Kurve 1 in Fig. 15). Die Serienzuschaltung einer Kapazität C_s verschiebt diese Parabel um den Betrag $1/C_s$ (Kurve 2 in Fig. 15). Durch entsprechende Wahl der Selbstinduktion läßt sich die Parabel 2 in die Parabel 3 überführen, die so verläuft, daß die Differenz zwischen Kurve 1 und 3 für einen großen Bereich nahezu konstant ist.

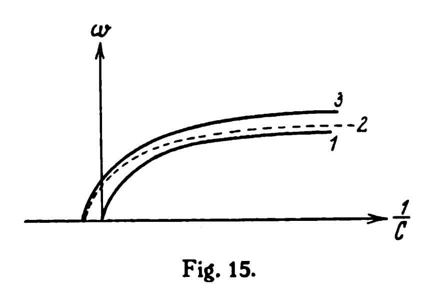


Fig. 15.

Wird als Abstimmittel ein Variometer benutzt, so kann der gleiche Erfolg dadurch erzielt werden, daß in einem Kreis parallel zum Variometer eine Zusatzselbstinduktion geschaltet wird.

Herstellung von Glühkathoden.

D. R. P. 431 623, Klasse 21 g, Gruppe 13, vom 25. November 1922 (T. K. D. Nürnberg), ausgegeben 14. Juli 1926.

Die Herstellung der Oxydkathoden für Sparröhren bietet infolge der erforderlichen Gleichmäßigkeit große Schwierigkeiten. Man benutzte z. B. zu einem Band gewalztes Platiniridium, das man verdrillte (A r n o l d, Phys. Review, **16**, 70—82, 1920). Gemäß der Erfindung werden zwei oder mehrere dünne Metalldrähte zu einem Seil zusammengeflochten, so daß das Gebilde homogen wird und zahlreiche kleine Hohlräume bildet, die einem in flüssiger oder breiiger Form aufgebrachtem und durch Glühen eingetrocknetem Überzug große mechanische Haltbarkeit bieten.

Hochfrequenzleiter.

D. R. P. 431 533, Klasse 21 c, Gruppe 3, vom 18. Dezember 1924 (Lorenz), ausgegeben am 14. Juli 1926.

Für die Leitung hochfrequenter Ströme ist es erwünscht, die leitenden Teile auf einen möglichst großen Umfang zu verteilen. Dabei braucht der Kern des Leiters nicht aus leitendem Material bestehen, weil die Stromleitung fast nur auf einer dünnen Mantelschicht erfolgt. Erfindungsgemäß besteht der Kern aus Stücken eines formfesten Isolierstoffes (Kork, Holz usw.), die aneinander gereiht und mit dem Leiter umgeben sind. Fig. 16 zeigt einen solchen Leiter im Längs-, Fig. 17 im Querschnitt.



Fig. 16.

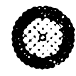


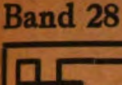
Fig. 17.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

Nr.	Klasse u. Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
429768	21 a 4/16	2. 6. 26	Tast- und Tonschaltung für Frequenztransformatoren
429791	21 g/1	7. 6. 26	Spulenwickelmaschine
429865	21 a 4/14	4. 6. 26	Frequenztransformator
*429866	21 a 4/46	7. 6. 26	Richtantenne

Nr.	Klasse u. Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
429870	21 c/22	7. 6. 26	Mehrfachstecker
429874	21 g/10	7. 6. 26	Variabler Spiralband-Kondensator
429925	21 a 4/22	5. 6. 26	Empfang mit Schleifenantenne
429926	21 e/11	10. 6. 26	Oszillograph
*429969	21 a 4/16	4. 6. 26	Tastschaltung mit Eisendrossel
*430033	21 a 4/47	11. 6. 26	Rahmenantenne
430048	21 a 4/8	11. 6. 26	Wechselstromgespeister Röhrensender
430100	21 g/10	11. 6. 26	Drehkondensator
*430101	21 g/12	16. 6. 26	Schwingungserzeugung mit Metalldampflampe
430102	21 g/13	10. 6. 26	Max. Ausschalter für Röhren
430167	21 a 2/1	11. 6. 26	Mikrophon, Lautsprecher
430168	21 a 2 1	11. 6. 26	Telephon, Lautsprecher
*430169	21 a 2/8	12. 6. 26	Piezo-Mikrophon, -Telephon
430170	21 a 4/13	12. 6. 26	Schwingungserzeugung mit Detektorkristall
430176	21 e/22	12. 6. 26	Meßbrücke
430216	21 a 2/13	11. 6. 26	Dämpfung der Membran von Lautsprecher usw.
430368	21 a 2/7	17. 6. 26	Mikrophon mit ionisierter Gasstrecke
*430414	21 a 4/15	15. 6. 26	Modulation von Röhrensendern
430433	21 a 2/1	18. 6. 26	Elektromagnetischer Fernhörer
*430434	21 a 2/3	17. 6. 26	Stromquelle für elektrostatische Telephone
430435	21 a 2/11	18. 6. 26	Membran für Lautsprecher usw.
430540	21 g/10	19. 6. 26	Kondensator
430695	21 a 4/66	18 6. 26	Befestigung mehrerer Antennen an einem Mast
430701	21 e/11	24. 6. 26	Oszillograph
*430737	21 g/13	26. 6. 26	Elektrodenausbildung von Röhren
430738	21 g/31	22. 6. 26	Künstlicher Magnetkörper
430783	21 a 2/1	30. 6. 26	Lautsprecher, Fernhörer
430784	21 a 2/2	30. 6. 26	Elektrodynamischer Lautsprecher
430825	21 a 2/25	26. 6. 26	Mithörvorrichtung
430827	21 c/22	26. 6. 26	Stecker
*430895	21 a 4/24	28. 6. 26	Eingriffabstimmung mehrerer Kreise
431111	21 a 4/15	3. 7. 26	Modulation bei Röhrensender
431128	21 c/22	3. 7. 26	Steckkontakt
431205	21 a 2/18	5. 7. 26	Telephonrelais
431315	21 a 2/1	5. 7. 26	Magnet für Kopfhörer
431428	21 a 4/22	7. 7 26	Störbefreiung
*431429	21 a 4/48	7. 7. 26	Lagerung von Peilrahmen
*431526	21 a 4/6	12. 7. 26	Frequenztransformator
431527	21 a 4/8	14. 7. 26	Erzeugung von Wellenzügen begrenzter Dauer
431528	21 a 4/13	14. 7. 26	Schwingungserzeugung mit Flüssigkeitszellen
*431529	21 a 4/46	14. 7. 26	Mehrfach-Richtantenne
*431530	21 a 4/47	14. 7. 26	Selektive Empfangsanordnung
431531	21 a 4/66	12. 7. 26	Antennenband
431532	21 a 4/75	13. 7. 26	Empfängerbauart
*431533	21 c/3	14. 7. 26	Elektrischer Mantelleiter
431593	21 a 2/1	13. 7. 26	Lautsprecher
431594	21 a 4/48	14. 7. 26	Drahtloses Lotsen (Zusatz zu 411536)
*431623	21 g/13	14. 7. 26	Glühkathode für Röhren
431159	21 a 2/2	14. 7. 26	Bändchenlautsprecher

Anmerkung. Die mit * bezeichneten Patente sind oder werden noch ausführlich referiert.



Band 28 September 1926 Heft 3

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. **A. Esau** (Jena), Prof. Dr. **H. Faßbender** (Berlin), Dr. **L. de Forest** (New-York), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Berlin), Dr. Dr. ing. e. h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Dr. **E. Nesper** (Berlin), Dr. **B. van der Pol jr.** (Eindhoven), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **W. Schottky** (Rostock), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. **M. Wien** (Jena), Prof. Dr. **H. Wigge** (Cöthen-Anh.),

herausgegeben von

Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. **E. Mauz**



BERLIN W
Verlag von M. Krayn
1926.



Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

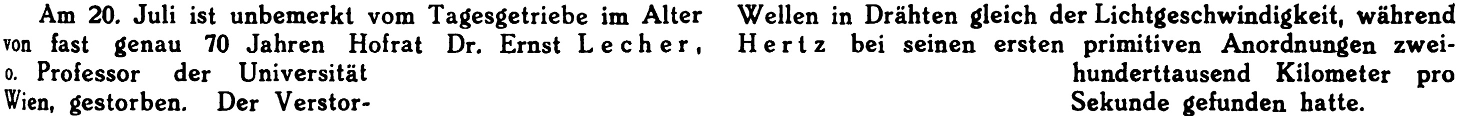
Band 28 September 1926. Heft 3

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

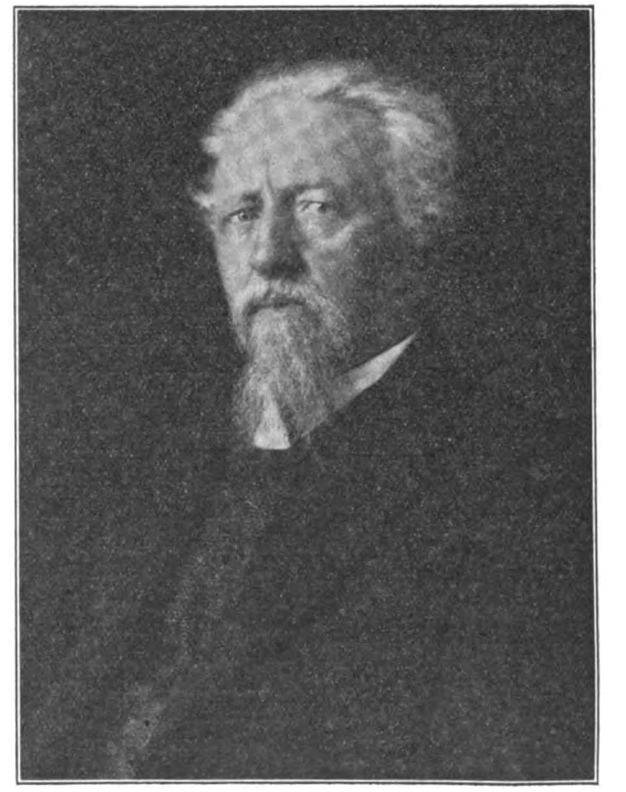
Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftl. Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikal. Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.



Worte des Gedenkens an Ernst Lecher.

Von **Robert Ettenreich.**

Am 20. Juli ist unbemerkt vom Tagesgetriebe im Alter von fast genau 70 Jahren Hofrat Dr. Ernst Lecher, o. Professor der Universität Wien, gestorben. Der Verstorbene, ein echter deutscher Gelehrter von unermüdlichem Arbeitseifer, ist auf der ganzen Welt bekannt geworden durch die von ihm angegebene Meßanordnung für elektrische Wellenlängen, die „Lecherschen Drähte".



Es war im Herbste des Jahres 1889, als der damals 34 jährige Privatdozent am Naturforschertag in Hamburg seine Anordnung vor dem Forum der führenden deutschen Physiker zeigte. Nach Schluß des Vortrages kam Heinrich Hertz auf ihn zu, umarmte den Redner und beglückwünschte ihn zu der genialen Methode mit den Worten, er selbst hätte es nicht gedacht, daß das von ihm erschlossene Gebiet der Ätherschwingungen einer derart exakten Meßmethode fähig sei. Über 30 Jahre lang war die Lechersche Methode der Wellenlängenmessung zur Absoluteichung von Wellenmessern das Standardsystem. Schon bei seinen ersten Bestimmungen konnte Lecher einen wichtigen Fehler in den Bestimmungen von Hertz aufzeigen. Er bestimmte die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektrischer Wellen in Drähten gleich der Lichtgeschwindigkeit, während Hertz bei seinen ersten primitiven Anordnungen zweihunderttausend Kilometer pro Sekunde gefunden hatte.

Weniger bekannt sind einige andere Arbeiten Lecher's auf dem Gebiete der Hochfrequenztechnik, deren Problemstellung gerade jetzt wieder im Mittelpunkte des Interesses steht. Es sei hier erwähnt seine Arbeit aus den Sitzungsberichten der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien 1895 „Über das magnetische Kraftfeld einer von elektrischen Schwingungen durchflossenen Spule". Ferner seine verschiedenen experimentellen Arbeiten über die Schirmwirkung der Gase gegen elektrische Schwingungen in den Jahren 1902 und 1903. Diese Untersuchungen sind für die später aufgetauchte Frage der Heaviside-Schicht von großem Interesse.

Sehr bemerkenswert sind auch seine Aufsätze in der physikalischen Zeitschrift von 1902 und 1903 „Über drahtlose Telegraphie" und „Über künstliche Elektrisierung der Erdkugel". In diesen Aufsätzen spricht Lecher die damals für ketzerisch gehaltene Meinung aus, daß die Oberflächenwellen längs der Erdoberfläche in der Ausbreitung der drahtlosen Tele-

graphie eine sehr wichtige Rolle spielen und daß sie zur Erklärung der Beugungs- und Interferenzerscheinungen beim Empfang herangezogen werden müssen. Es ist interessant, daß gerade in letzter Zeit durch Alexander Meißner diese Vermutungen auf dem Gebiete der extrem kurzen Wellen ausgezeichnet bestätigt wurden. Es ist zweifellos von historischem Interesse, dieser auf gesundem physikalischen Instinkt basierenden Erkenntnis Lecher's etwas näher nachzuforschen. Er sagt mit Bezug auf die langen Wellen im Schlußsatze eines Artikels vom 4. März 1902 in der Physikalischen Zeitschrift (Seite 274): „Sind diese Vermutungen richtig, so hat man eigentlich keine „drahtlose" Telegraphie. Auch ohne jegliche Drahtleitung wirkt die Erd- oder noch besser die Wasseroberfläche als Leiter, der dem längs seiner Oberfläche senkrecht zu derselben schwingenden Hertz schen Strahl als Leitlinie dient und denselben zusammenhält."

Unvergeßlich ist Lecher als Lehrer jedem, der einmal das Glück hatte, seine Vorlesung zu hören. Er war ein Rattenfänger der Seelen. Er verstand es, durch seinen Hinweis auf die tieferen Zusammenhänge der Vorgänge den Hörer auch für die scheinbar trockensten Gebiete zu interessieren. Es ist nur zu bedauern, daß er, behindert durch seine zahlreichen Arbeiten auf anderen Gebieten der Physik, nicht seine ungeteilte Schaffenskraft der Hochfrequenztechnik allein zugewendet hat.

Über Raumstrahlung.[1]

Von **A. Meißner** (Telefunken).

Bis zum Jahre 1924 gab es physikalisch nur mit der Oberflächenstrahlung aufs engste verkettete Raumstrahlung. Ja, noch im August 1924 erregte bei einer Konferenz internationaler Fachleute die Vorstellung, daß man zwischen reinen Raumwellen und den Oberflächenwellen zu unterscheiden habe, das größte Befremden. — In Deutschland war für uns seit Beginn 1924 die technische Arbeitshypothese, daß wir es bei der Fernwirkung der kurzen Wellen nur mit reinen Raumstrahlerscheinungen zu tun haben und seit Anfang 1925, daß die Ausstrahlung der auf große Entfernungen wirkenden Strahlungen unter einem Winkel von 60—80° nach oben geht, daran schließt sich eine Ausbreitung in Schichten annähernd parallel der Erdoberfläche — die Schichten sind um so höher, je kürzer die Wellen sind —; die Einstrahlung der Energie am Empfänger erfolgt wieder unter demselben Winkel von 60—80°, wie die Ausstrahlung am Sender[2]). Aus der Forderung der Ausstrahlung unter 60—80° ergibt sich, daß an der Sendeantenne für die Ausstrahlung die Teile der elektrischen Kraftlinien die wichtigsten sind, welche horizontal bzw. angenähert horizontal verlaufen. Nur für diese hat die Richtung der Strahlung den verlangten Winkel. Der senkrecht zur Erde gerichtete Teil des elektrischen Feldes, der für die Oberflächenstrahlung ausschlaggebend ist, ist für die Raumstrahlung bedeutungslos. Er geht bei den kurzen Wellen durch die Absorptionen im Boden verloren. Wir müßten also diese zur Erde senkrechten elektrischen Kraftlinien vermeiden. Wir müßten hier abgehen vom vertikalen Halbdipol und möglichst horizontale elektrische Felder erzeugen, d. h. möglichst eine horizontale Antenne, einen vollständigen horizontalen Dipol verwenden. Beim horizontalen Dipol können wir für die Fernwirkung zwei Hauptstrahlungsrichtungen unterscheiden: die Ausbreitung in der Dipolachse (das magnetische Feld bleibt zunächst parallel der Erde) und die Ausbreitung in der Ebene senkrecht zur Dipolachse (das elektrische Feld bleibt zunächst parallel der Erde). — Einige Zeit nach unseren ersten Versuchen mit Horizontalantennen hörten wir, daß Alexanderson in Amerika schon einige Monate früher mit „horizontalen Polarisationen" Versuche gemacht habe. Zunächst arbeitete er mit horizontalen Schleifenantennen und später auch mit horizontalen Dipolantennen. In der Weiterentwicklung hat er andere Vorstellungen bezüglich des Strahlungsvorganges und der Strahlungsausbreitung entwickelt und ist andere Wege gegangen[3]).

Wie werden nun diese horizontalen Raumstrahldipole am zweckmäßigsten erregt? Zunächst wurden sie seitlich erregt, entsprechend Fig. 1a, die Antenne schwingt in 3/4 λ.

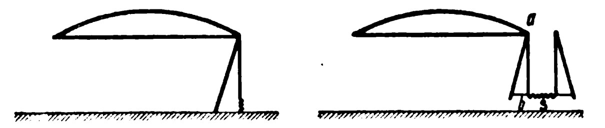


Fig. 1a. Fig. 1b.
Seitliche Erregung einer Horizontalantenne.

Sie ist gewissermaßen eine geknickte Vertikalantenne. Um die Wirkung des vertikalen Teiles nach außen aufzuheben, wurde dem $\lambda/4$ langen Draht a b ein ebenfalls $\lambda/4$ langer Draht in 20 cm Entfernung parallel gezogen (Fig. 1b). Später wurden alle Antennen entsprechend Fig.2 erregt. Der Sender ist nicht direkt mit der Antenne verbunden, sondern der Sender steht 100 m oder noch mehr Meter von der Antenne entfernt und die Energie wird der Antenne durch Energieleitungen, zwei einfache Leitungen im Abstand von 8—10 cm voneinander, zugeführt. In der Mitte der Antenne liegt eine Spule als rohe Abstimmung und als Transformator wirkend. An dieselbe sind die zwei Energieleitungen angeschlossen. Sie führen zur Kopplungsspule am Sender. In Amerika waren solche Energieleitungen zum Speisen von Antennen für große Wellen schon länger bekannt. Eine größere Bedeutung haben die Energieleitungen erst bei den kurzen Wellen bekommen; bei den hohen Frequenzen sind die Induktionsverluste in der Umgebung des Senders und der Antenne unverhältnismäßig groß, und es kommt darauf

---

[1]) Vortrag, gehalten auf der Tagung des Verbands Deutscher Elektrotechniker, Wiesbaden 1926.

[2]) Da man es am Sender und Empfänger mit analogen Vorgängen zu tun hat, ist wohl die Annahme berechtigt, den Winkel der Ausstrahlung am Sender gleich zu setzen dem Winkel der Einstrahlung am Empfänger. Dieser ist von Appleton und Pickard bestimmt worden zu 65—80°. Versuche mit Reflektorantennen bei verschiedenem Ausstrahlungswinkel scheinen diese Annahme zu stützen; siehe später.
Appleton und Barnett, Proc. of the Royal Soc. A Vol 109, S. 621, 1925. Ref. ds. Jahrbuch **24**, S. 123, 1926, **28**, S. 33, 1926.
Pickard, Proc. of the Inst. of Rad. Eng. 14, S. 205, 1926, Hierzu Ref. ds. Jahrbuch **27**, S. 161, 1926.

[3]) Vortrag vor der Stockholmer Akademie, 16. August 1925. Telegraph und Telephone Age, August 1925, Seite 368.





Fig. 4a.
Vertikalantenne. Gesamtansicht.

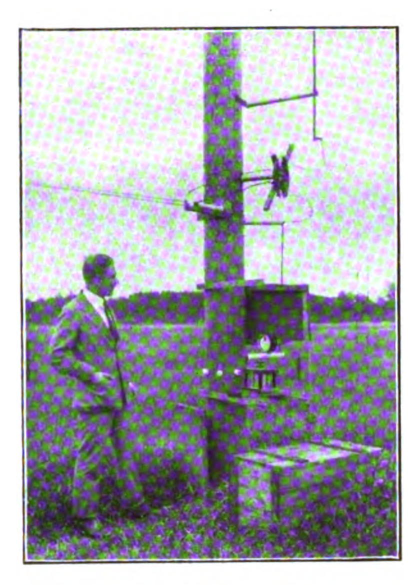


Fig. 4b.
Vertikalantenne. Energiezuführung.

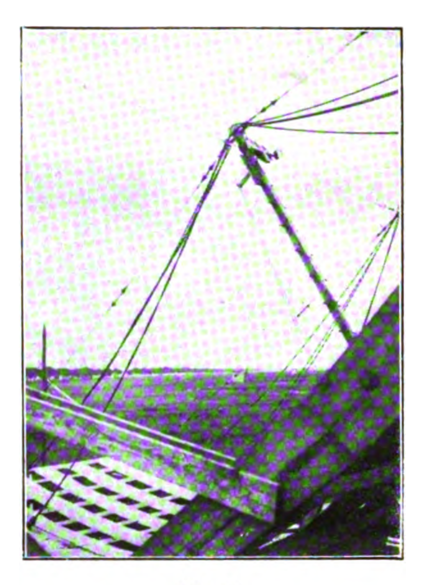


Fig. 7.
Energiezuführung am Reflektor.

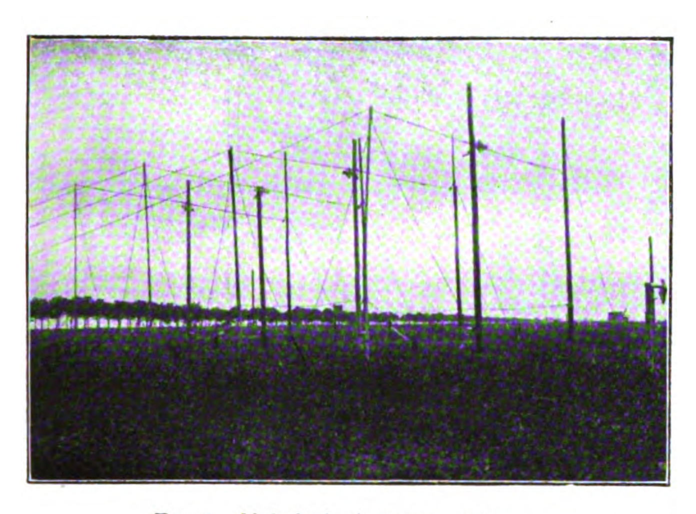


Fig. 5. Mehrfach-Antennensystem.

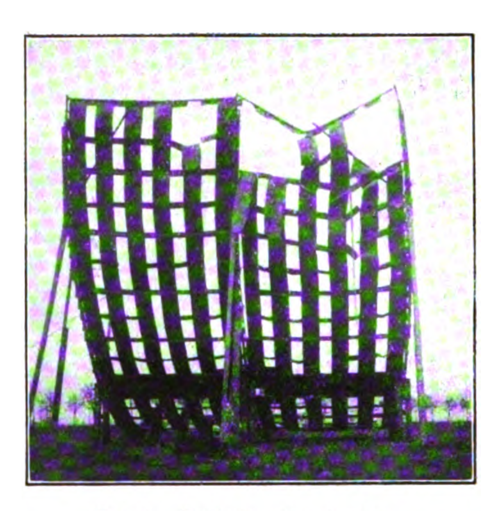


Fig. 9. Reflektor beschädigt.

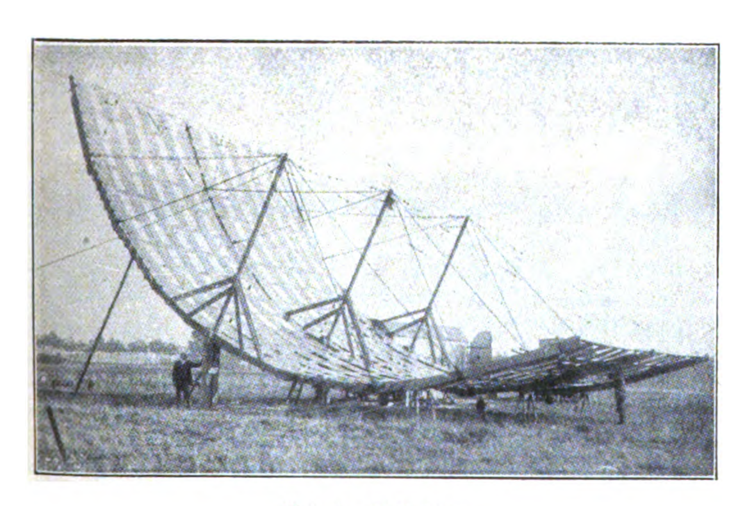


Fig. 6. Reflektor.

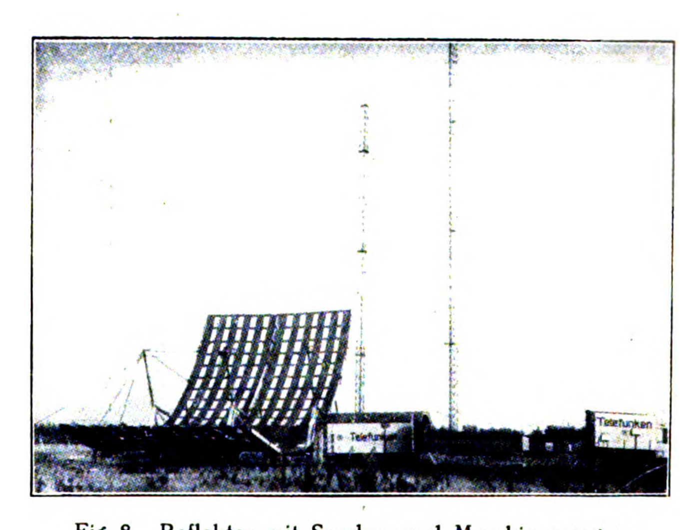


Fig. 8. Reflektor mit Sender- und Maschinenwagen.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Zum Aufsatz: Meißner, Über Raumstrahlung.



an, alle diese Verluste in der Nähe des Senders und der Antenne, alle ungewollten Einflüsse von Apparaten, Erde und Gebäuden auf die Strahlungsfähigkeit der Antenne zu vermeiden. Insbesondere ist es hier wichtig, daß die Antenne bei Speisung durch Energieleitungen vollkommen frei stehen kann. Die Verluste des Speisesystems sind meist nicht mehr als 5%. Es sind nur die $J^2 W$-Verluste. Es macht keine Schwierigkeit, sie gering zu halten. Am Sender wird auf kleinen Strom in der Leitung transformiert, an der Antenne auf großen Strom (es liegen am Antennenende in der Leitung mehr Windungen als in der Antenne). Die Fig. 2 unten zeigt die Strom- und Spannungsverhältnisse bei einer Welle von 20 m [4]). Auf der Leitung haben wir eine stehende Welle. Spannungsbauch und Stromknoten sind hier gegeneinander verschoben. Aus ihrer wechselseitigen Entfernung können wir angeben, wie viel leerschwingende Energie wir im Energiesystem haben und mit welchem Leistungsfaktor cos φ die Antenne gespeist wird. Ist z. B. die Entfernung zwischen Spannungsbauch und Strombauch 3 m, die Welle 20 m, so entspricht dieser Entfernung ein Phasenwinkel von 54°, also cos $\varphi = 0{,}59$. Meist ergibt sich ein kleinerer cos φ (um 0,1).

Sehr einfach ist die Abstimmung des ganzen Systems. Durch den Drehkondensator C_1 — er liegt unmittelbar an der Senderkopplungsspule L_1 — wird eingestellt auf das Maximum des Amperemeters A am Eingang der Energieleitung. Dieses Maximum des Amperemeters A unmittelbar am Sender ist bei richtigem Aufbau des Systems genau identisch mit dem Maximum des oft 100 m, mehrere Wellenlängen entfernten Antennen-Amperemeters. Für den in der Fig. 2 dargestellten Fall waren seinerzeit die elektri-

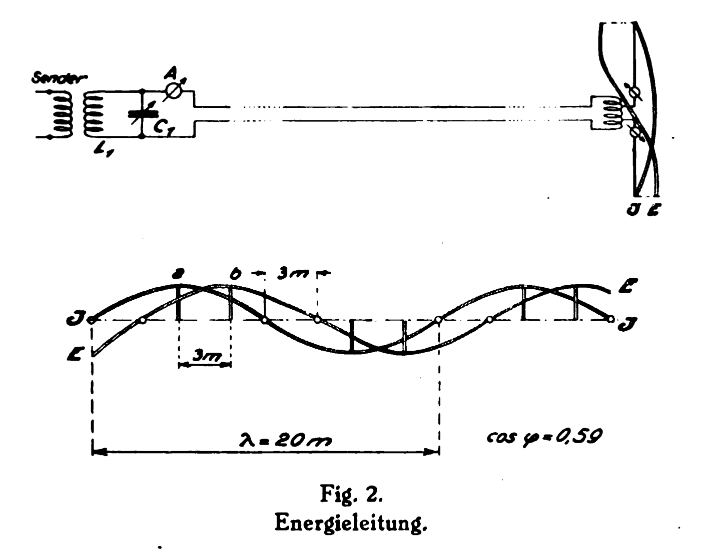


Fig. 2.
Energieleitung.

schen Verhältnisse wie folgt: die Welle war 20 m, die Kopplungsspule am Sender hatte 2 Windungen von 20 cm Durchmesser, der Kondensator $C_1 = 50$ cm Kapazität, im Kreis C_1 L_1 war der Strom 7 A., der Strom im Strombauch der Energieleitung 2,5 A. Die Energieleitung war 3 Wellenlängen lang. Die Windungszahl in der Antenne, an welcher die Energieleitung angeschlossen war, 5. In der Antenne selbst lagen von dieser Spule 2½ Windungen. Die Antenne war nach jeder Seite 4,6 m lang und etwa 5 m über dem Boden. Der Strom in der Antenne war ∿ 6,5 A. bei einer den Röhren zugeführten Energie von 3,5 kW; der Widerstand der Antenne war etwa 40 Ω; so ergibt sich ein Gesamtwirkungsgrad der Anlage von zirka 50%.

[4]) Die Sendeversuche und Messungen sind von Herrn Dr. Plendl ausgeführt worden.

Das Prinzip der Energieleitungen ermöglicht es, auch komplizierte Mehrfachantennen-Systeme ohne Schwierigkeiten zu erregen. Fig. 3 zeigt ein solches System aus

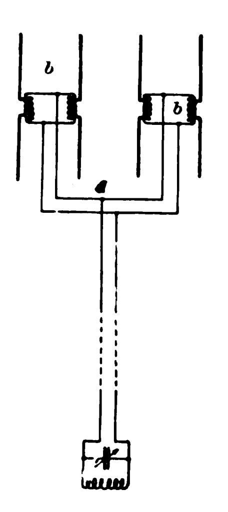


Fig. 3.
Mehrfachantenne.

vier Antennen, wie wir es in Nauen gebaut hatten. Der Abstand zwischen den Antennen war ¾ λ bzw. ¼ λ ($\lambda = 20$ m). Der Sender stand 80 m weit entfernt. Das Energieleitungssystem vergabelt sich an den Stellen *a* und *b*. In jeder Antenne liegt eine Spule. Die Antennen sind symmetrisch ausgebildet. Sind alle Energieleitungen vom Sender aus genau gleich lang, so haben die Antennen alle dieselbe Phase. Betrug hier die zugeführte Energie 1,7 kW, so war in jeder Antenne eine Stromstärke von 3,5 A. Die einzelnen Antennen mit derselben Energie allein gespeist, ergaben einen Strom von 6,5 A.

Um die Güte der verschiedenen horizontalen Antennen festzustellen, wurden sie mit einer vertikalen Antenne verglichen. Unter vertikaler Antenne ist hier immer ein einfacher Draht in ¾ Wellenlänge erregt zu verstehen, gespeist durch ein etwa 30 m langes Energieleitungssystem (Fig. 4 a u. b). Es wurde abwechselnd mit der zu vergleichenden und der Vertikalantenne gesendet und in 6400 km (New York) oder 12 000 km (Buenos Aires) Entfernung empfangen. Einerseits machten diese etwas unbequemen Entfernungen alle Vergleichsmessungen sehr schwierig — es dauerte immer lange, ehe man die Rückmeldung der Empfangsergebnisse erhielt, und immer bestand die Unsicherheit, was am Empfänger eigentlich gemacht wurde. — Andererseits ergaben sich bei den Empfangsvergleichen bei den kurzen Wellen und ungedämpften Schwingungen daraus sehr große Schwierigkeiten, daß sich nur ganz wesentliche Unterschiede überhaupt bemerkbar machen. Denn außer mit Fadings und Intensitätsschwankungen haben wir es auch noch mit dauernden kleinen Inkonstanzen des Senders und sich daraus ergebenden Schwankungen des Interferenztones zu tun. Wir müssen hier eigentlich dauernd den Empfänger nachstellen, haben dauernd andere Dämpfungsreduktion, und die Dämpfungsreduktion verwischt auch noch an sich alle Unterschiede [5]). Wir können den Empfänger nicht über die Zeit von einer Sendeperiode zur nächsten (es wurde immer je

[5]) Die Dämpfungsreduktion an sich verwischt bei einer Verstärkerröhre ohne Audionwirkung die Unterschiede im Empfang. Die verstärkte Intensität, welche die Röhre gibt, ist in weiten Grenzen unabhängig von der zugeführten Wechselspannung.

eine Viertelstunde mit jeder Antenne [6]) gesendet) unverändert stehen lassen. Die Schwankungen der Empfangsintensität selber innerhalb dieser Zeit sind vielfach größer als die Unterschiede, die wir bei den meisten Antennenveränderungen erwarten könnten. So sind alle Antennenvergleiche hier unendlich mühselig und müssen immer und immer wieder wiederholt werden, meist bekommen wir erst aus der Zusammenfassung sehr vieler Beobachtungen ein Resultat, das auch dann noch nicht ganz richtig ist, da die Unterschiede nur wesentlich verkleinert wiedergegeben werden.

Die einfache horizontale Antenne zeigt keine Überlegenheit gegenüber der vertikalen Antenne. Es treffen, auch wenn sie $\lambda/4$ vom Boden entfernt ist, noch zu viel Kraftlinien den Boden senkrecht. Sie war der vertikalen Antenne gleichwertig. Es wurde nach Buenos Aires und New York, und zwar mit horizontalen Antennen in der Richtung nach den Empfängern und solchen senkrecht dazu gesendet. Die Welle war wieder 20 m. Die Antenne 10 m lang, 5 m über dem Boden. Die horizontale Antenne in der Richtung nach dem Empfänger scheint schlechter zu sein als die horizontale Antenne senkrecht hierzu. Auch eine Mehrfachantenne (Fig. 5), bestehend aus vier parallelen Horizontalantennen, in ¾ und ¼ λ Entfernung voneinander und $\lambda/4$ Entfernung vom Boden in der Richtung bzw. senkrecht zur Richtung Buenos Aires und New York, ergab keine Verbesserung gegenüber der vertikalen Antenne.

Die vorläufige Lösung des Sendeantennenproblems für die kurzen Wellen ist die Horizontalantenne bzw. eine Kombination von horizontalen Antennen in Verbindung mit einem die Strahlung unter einem Winkel von 60—80° nach oben richtenden Reflektor. Antennen und Strahlungsrichtung sind senkrecht aufeinander. Fig. 6 zeigt den Reflektor [7]). Die horizontale Dipolantenne liegt in der Brennlinie einer Parabelfläche [8]). Um möglichst eindeutige Verhältnisse zu schaffen, wurde die Fläche mit Blech (Kupfer) belegt. Um Kupfer zu sparen, sind Flächenelemente freigeblieben. Der Reflektor ruht auf drei Gelenken in etwa 2 m Höhe über dem Boden. Er kann um einen Winkel bis zu 30° aus der Vertikalen gedreht werden. Beim Drehen werden drei Zugseile — sie sind an den drei hölzernen Trägerbogen der Parabelfläche befestigt und über Rollen geführt — auf der Rückseite gemeinsam von der Mitte aus gleichförmig gezogen. Der Reflektor ist für eine Welle von 20 m gebaut. Dementsprechend ist der Parameter der Parabel 10 m und der Abstand der Antenne vom Blech im Scheitel: $\lambda/4 = 5$ m, die Öffnung der Parabel ist 20 m, die Breite des Reflektors 11 m. Die Achse des Reflektors steht senkrecht auf der Richtung Buenos Aires. Die in der Brennlinie des Reflektors aufgehängte Antenne ist von der Mitte aus nach jeder Seite 4,6 m lang. Eine Spule liegt in ihrer Mitte. Sie dient zur rohen Abstimmung und zum Anschluß der Energieleitungen. Bei einem Energieaufwand von 1,7 kW war der Antennenstrom 6,5 A., der Widerstand der Antenne schätzungsweise 40 Ω. Fig. 7 zeigt die Energiezuführung in der Mitte der Antenne. Fig. 8 den Reflektor von der anderen Seite. Im Wagen links stand der Sender, im Wagen rechts die Maschinen.

[6]) Das Umschalten von einer Antenne auf die andere erforderte weniger Zeit als 1'. Es brauchte nur die Energieleitung umgesteckt und C_1 nachgestimmt werden.

[7]) Der Reflektorbau wurde durch Herrn J. Pohl durchgeführt.

[8]) Die Parabelfläche wurde später nach jeder Seite (oben und unten) um etwa 5 m verlängert durch je 10,8 m lange Drähte. In der Empfangslautstärke trat hierdurch kein wesentlicher Unterschied auf.

Der Reflektor hatte, wie jede Neuerung in der Technik, seine Leidensgeschichte. Es war ohne alle Vorversuche, auch ohne jeden Vorversuch mit einer horizontalen Antenne, gleich mit dem Bau des verhältnismäßig großen Reflektorsystems für die Welle von 20 m begonnen worden. — 20 m war damals die kleinste Welle, bei der man annehmen konnte, noch einigermaßen zuverlässigen Empfang in Buenos Aires zu haben. — Kosten sollte der Reflektor natürlich nichts; — auch sollte er in wenigen Tagen fertig sein. So ist denn an ihm fast alles nur aus Brettern und Hanfseil. Der ganze Reflektor war dadurch ein ziemlich wackeliges Gebilde, und da auch niemand an das Prinzip glaubte, brachte er mir viel freundliche Bemerkungen ein, wie: „So etwas Tollkühnes könnte eben nur ich bauen, in 14 Tagen würde der Reflektor sicher eingestürzt sein." Der Reflektor wurde in 10 Tager fertig und heute, nach über ¾ Jahren, steht er noch. Freilich hat uns so mancher Sturm viel Sorgen bereitet. Das Bild, Fig. 9, zeigt den Reflektor in einem etwas zerzausten Zustand, und oft mußten wir ihn in der halsbrecherischsten Weise während solcher Stürme versteifen und sichern.

Die ersten Vergleichsversuche, Anfang September 1925, hatten wir mit ungedämpften Schwingungen begonnen. Es stellte sich nun aber heraus, daß es unmöglich war, bei ungedämpften Schwingungen Vergleiche zu machen. Es mußte erst ein neuer Sender entwickelt werden, der den Empfangston unabhängig machte von Interferenzschwingungen, d. h. die Tonerzeugung mußte an den Sender gelegt werden: wir mußten einen Wechselstromsender bauen. Fig. 10 zeigt die

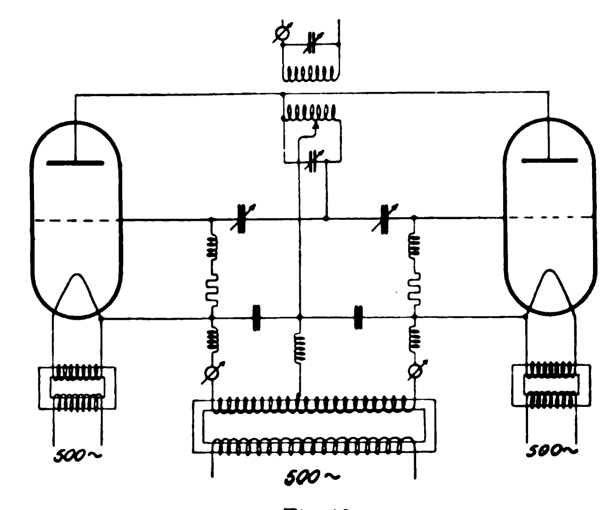


Fig. 10.
Schaltung des Wechselstrom-Senders.

Schaltung. Er gibt den Ton 1200. Er gibt eine Energie in die Antenne von maximal 2 kW. Mit diesem Sender arbeitete der Reflektor Mitte Januar 1926 zum ersten Male einwandfrei und ergab sogleich eine ganz wesentliche Empfangsverbesserung. Gesendet wurde unter einem Ausstrahlwinkel des Reflektors von 65° gegen die Horizontale. Die Ergebnisse dieser ersten Sendeperiode (18. bis 27. Januar) in Buenos Aires waren:

In 10 Sendeperioden wurde der Reflektor allein gehört,
„ 5 „ war „ „ besser,
(„ 2 „ „ „ „ gleich der Vertikalantenne,
(„ 1 „ „ „ „ schlechter als die Vertikalantenne.

Die eingeklammerten Perioden beziehen sich auf Zeiten, in denen an sich ganz schlechte Empfangsverhältnisse vor-

handen waren, so daß man zu diesen Zeiten wegen fortwährender Intensitätsänderungen in der Übertragung eigentlich keine Vergleiche machen konnte[9]). Nach dem telegraphischen Bericht aus Buenos Aires war im allgemeinen der Reflektor 3—5 mal lauter als die Vertikalantenne.

Erst Anfang Mai konnten weitere Versuche mit Buenos Aires wieder aufgenommen werden. Die Kurven (Fig. 11) geben einige der typischen Empfangsresultate. Wir sehen, es wurde mit dem Reflektor eine wesentliche Verbesserung der Empfangslautstärke erzielt, in der Nacht im Mittel 1 : 2, im Maximum 1 : 4. Dies bedeutet eine Verstärkung des Senders durch den Reflektor im Verhältnis 1 : 4 bis 1 : 16. Da durch die verwendeten Empfangsmethoden alle Unterschiede (auch bei Wechselstromsenden) verwischt werden, ist in Wirklichkeit die Überlegenheit des Reflektors über die Vertikalantenne größer, als aus den Beobachtungswerten angegeben werden kann. Hierzu kommt, daß die Strahlung des Reflektors oft noch durchdringt, wenn ohne Reflektor nichts empfangen wird und insbesondere, daß am Tage regelmäßig eine halbe bis eine Stunde lang, oft sogar durch mehrere Stunden, der Reflektor empfangen wird, während von der Vertikalantenne nichts gehört wird.

Auch in Rio de Janeiro wurde der Reflektor wesentlich besser gehört als die Vertikalantenne.

Der Reflektor war gebaut worden für die Richtung Buenos Aires. Er wurde nun auch nach anderen Richtungen hin beobachtet. Von Interesse ist hier insbesondere der Empfang im Rücken des Reflektors: Man sollte hier eigentlich annehmen, daß von der Strahlung direkt nichts auf der Rückseite ankommen kann und die Strahlung der Antenne durch die 12 bis 17 m hohe Metallwand des Reflektors in dieser Richtung vollkommen abgeschirmt wird. Der Reflektor wird aber in Leningrad (1300 km) und Bandoeng auf Java (11 000 km) und in Malabar (12 000 km) ebensogut gehört wie die Vertikalantenne. Man könnte hier fast glauben, daß die Energie des gerichteten Senders nach Durchdringung der unteren Atmosphäre zum Teil wie von einer ungerichteten Antenne hoch über dem Sender ausgehend nach allen Seiten gestrahlt wird.

Zum Schluß sei nur noch kurz die Frage gestreift, ob nicht auch bei den längeren Wellen das Übergehen zu größerer Raumstrahlung, das Übergehen zu horizontalen Dipolantennen, eine Verbesserung bringt. Hierüber sind gerade in letzter Zeit zum Teil in Gemeinsamkeit mit dem Telegraphen-Technischen Reichsamt einige Versuche gemacht worden. Das Ergebnis ist: Der einfache horizontale Dipol, die horizontale Antenne (Höhe über dem Boden mindestens angenähert $\lambda/4$) ist etwa bis 300 m Welle besser als die Vertikalantenne, auf Entfernungen größer als 200 km besser anscheinend nur in der Richtung senkrecht zur Dipolachse. Bei Wellen über 300 m ist die Vertikalantenne besser als die horizontale Raumstrahlantenne.

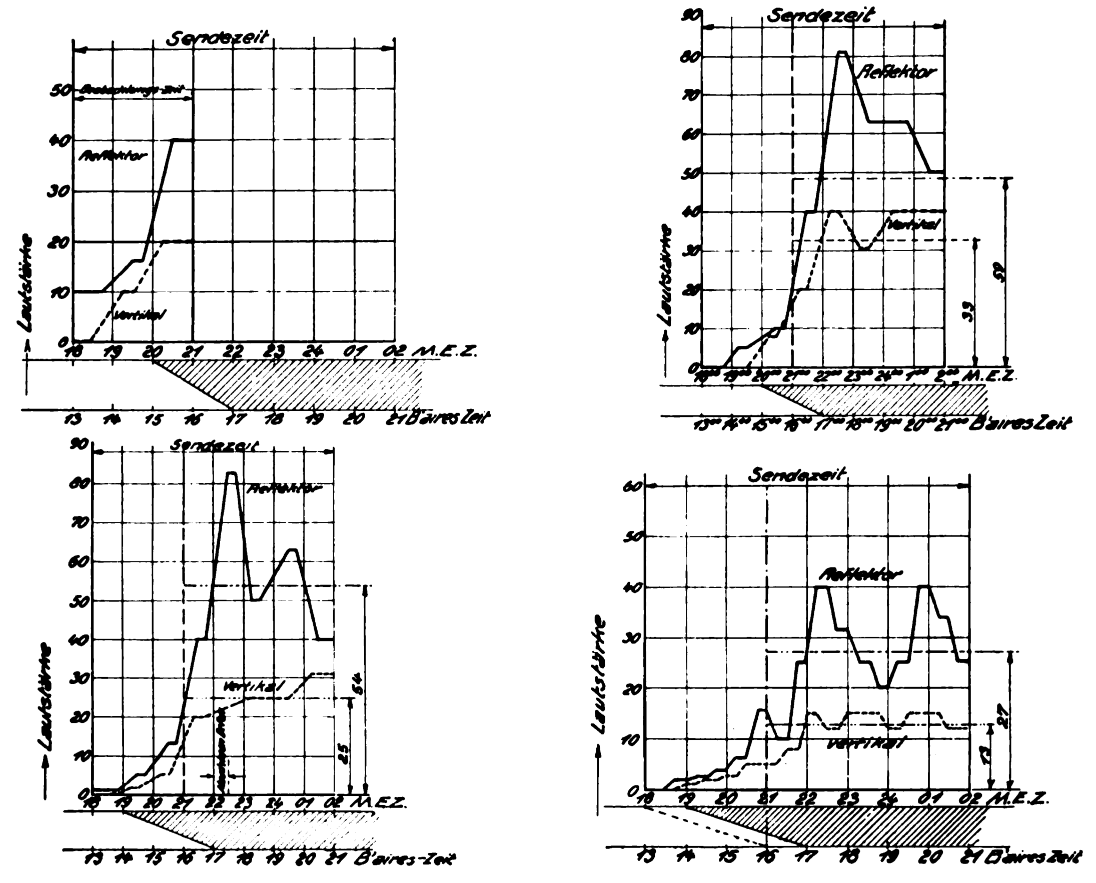


Fig. 11.
Vergleich. Reflektor und Vertikalantenne.

Zusammenfassung.

Aus der Vorstellung, daß bei der Raumstrahlung die Ausstrahlung am Sender unter einem Winkel von 60—80° nach oben erfolgen soll, ergibt sich, daß horizontale Antennen (Dipole) hierfür zweckmäßig sind. Für die Energie-

[9]) Es war die schlechteste Empfangszeit in Buenos-Aires (Sommer).



zuführung zu diesen Antennen wurden mehrere Wellenlängen lange parallele Leitungen (Abstand 8—10 cm) verwendet. Die Abstimmung erfolgt nicht an der Antenne, sondern durch einen Drehkondensator an der Kopplungsspule am Sender.

Die Lösung des Antennenproblems ist hier vorläufig: die horizontale Antenne bzw. eine Kombination von horizontalen Antennen in Verbindung mit einem die Strahlung unter einem Winkel von 60—80° nach oben richtenden Metallreflektor. — Es wird eine in Nauen ausgeführte Versuchsanordnung beschrieben. Der Empfang in Buenos Aires wurde durch sie im Verhältnis 1 : 2 bis 1 : 5 verbessert und insbesondere am Tage oft empfangen, wenn beim Senden mit der Vertikalantenne nichts gehört wurde. Auch bei längeren Wellen (bis $\lambda = 300$ m) zeigte sich die horizontale Antenne der vertikalen überlegen.

Über die Rückwirkung des menschlichen Körpers auf Sender und Empfänger bei kurzen Wellen.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von **N. Skritzky** und **W. Lermontoff.**

Die Rückwirkung von umgebenden Gegenständen und des Beobachters selbst auf die Apparate der drahtlosen Telegraphie, wie auf den Sender und den Empfänger, ist schon längst festgestellt worden. Besonders stark tritt diese Wirkung bei kurzen Wellen auf. H. Hertz, der elektromagnetische Wellen erstmals im Experiment nachgewiesen hat, hat auch als erster die Störung des Feldes von stehenden Wellen beobachtet, die er dem fremden störenden Felde zuschrieb [1]), das durch die Spiegelung der Wellen an den Wänden verursacht wird.

In den letzten Jahren hatte sich in zahlreichen Experimenten beim Telegraphieren mit kurzen Wellen erwiesen, daß eine starke Rückwirkung des bedienenden Personals auf die Apparate stattfindet. Zur Vermeidung dieser Rückwirkung mußte man zum Beispiel bei dem amerikanischen 1-kW-Sender 9 ZT für die Wellenlänge von 5 m die Bedienung des Senders in einen anderen Raum einrichten [2]).

Während unserer Arbeit in L. E. E. L. [3]), wo wir verschiedene Sender und Empfänger von 1 bis 4 m Wellenlänge aufgestellt und ausprobiert haben, ist es gelungen, durch Geräte, die wir weiter unten beschreiben werden, einige Beobachtungen zu machen, die diese Frage erhellen.

Ein Röhrensender, der schematisch in Fig. 1 dargestellt ist, bestand aus einer zweiteiligen Anodenkreisstange A_1OA_2

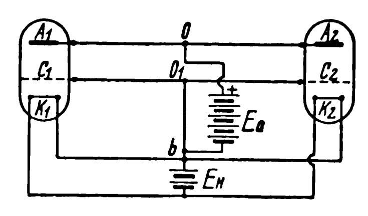


Fig. 1.

aus Kupferdraht von 4 mm Durchmesser und aus einer ebensolchen Gitterkreisstange $C_1O_1C_2$. An den beiden Enden A_1, C_1 und A_2, C_2 befanden sich zwei Elektronenröhren, deren Kathoden K_1 und K_2 durch eine Batterie E_h geheizt wurden. Die Spannung der Anodenbatterie E_a betrug je nach der Stärke des Senders 200 bis 1000 Volt. Bei einigen Versuchen waren auch Drosselspulen eingeschaltet.

Fig. 2 stellt den Sender dar [4]). Die beiden Stangen mit den Elektronenröhren sind in einer Hartgummischeibe M gehalten und bilden den Körper P des Senders. Die Scheibe M liegt in einem Ring eines Holzrahmens *abc*, worauf auch die

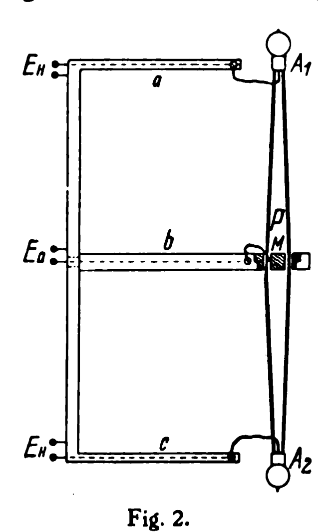


Fig. 2.

Speiseleitungen angebracht sind. Die hauptsächlichsten Eigenschaften des Senders sind:

1. Keine besonderen Luftleiter, denn längs der Anodenstange von der Länge l wird eine stehende elektromagnetische Welle $\lambda \cong 4\, l$ gebildet, deren genaue Länge von den Eigenschaften der Elektronenröhren und dem Kopplungsgrad abhängt.
2. Man bekommt eine genaue Abstimmung auf die gewünschte Wellenlänge, indem man die Gitterstange relativ zur Anodenstange verstellt.
3. Eine scharfe Richtwirkung (kardoidenförmiges Polardiagramm) dank der gegenseitigen Wirkung von den elmg. Feldern der beiden Stangen, deren Ströme um $\sim \varphi = \pi \mp \frac{2\pi d}{\lambda}$ in der Phase verschoben sind.

Bei den im folgenden angeführten Messungen fand ein derartiger Sender für eine Wellenlänge von etwa 400 cm Verwendung, der auf einen Empfänger von der Form eines rechteckigen Rahmens aus Kupferdraht mit 12 cm Seitenlänge wirkte.

Um den Empfangsrahmen genau auf die Wellenlänge des Senders abstimmen zu können, wurde ein Drehkondensator von etwa 30 cm Kapazität in den Rahmen selbst eingeschaltet. Als Indikator diente ein Zeigergalvanometer von

[1]) H. Hertz, Ges. Werke, 2, S. 12, 1895.

[2]) QST. 43, 1925.

[3]) Leningrad Experimental-Elektrotechnisches Laboratorium.

[4]) Russische Patentanmeldung Nr. 06825, 1925.



$5 \cdot 10^{-6}$ A. Empfindlichkeit mit einem Kristalldetektor, welches durch eine bifilare Leitung von etwa 5 cm Länge an 1 cm der Länge einer Seite des Rahmens angeschlossen war. Wurden die Zuleitungen kurzgeschlossen, so war kein Einfluß des Senders auf den Indikatorkreis zu bemerken. Der Empfangsrahmen, dessen Fläche in derselben Ebene mit der Fläche des Körpers P des Senders angebracht war, wurde in 3 m Entfernung von dem Sender aufgestellt. Der Beobachter selbst, der etwa 15 m vom Sender und 12 m vom Empfänger entfernt war, machte die Ablesung mittels eines Fernrohrs.

Die Messungen bestanden aus zwei Reihen von wiederholten Beobachtungen.

Erste Beobachtungsreihe: Ein Mitarbeiter bewegte sich in senkrechter Richtung zu der Linie vom Empfänger zum Sender, längs einer Geraden, die durch die Mitte des Empfangsrahmens ging, wobei sich für seine verschiedenen Abstände l vom Empfänger die Ablesungen a des Zeigergalvanometers ergaben. Die erste Kurve a (Fig. 3), deren

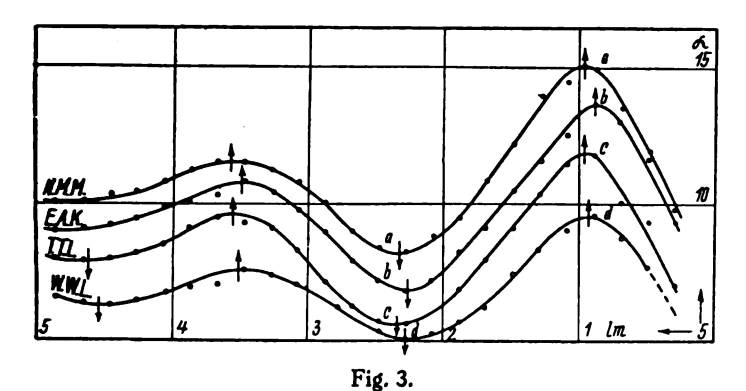


Fig. 3.

Abszissen den Abstand l und deren Ordinaten die Ablesungen a bedeuten, ist durch eine Reihe aufeinanderfolgender Maxima und Minima charakterisiert [4]).

Die Kurven $b\,c\,d$, die der Deutlichkeit wegen in der Ordinaten verschoben sind, stellen den Gang der Erscheinung für drei andere Personen dar. Alle Kurven zeigen denselben Charakter, nur ist die Lage der Maxima und Minima in jedem Falle etwas anders.

Zweite Beobachtungsreihe: Statt des Mitarbeiters verschob man längs derselben Linie einen Holzstock von 220 cm Länge mit einem kupfernen Draht von 4 mm Durchmesser und von verschiedener Länge. Der Stock allein ohne den Draht ergab keine Änderung des Galvanometerausschlags. Mit Drähten von 250, 230, 200 und 140 cm Länge erhielt man die Kurven von Fig. 4, die völlig den Kurven von Fig. 3 ähnlich sind. Man kann eine Drahtlänge finden, bei deren Interferenzkurve die Maxima und Minima mit der Kurve, die die Rückwirkung einer bestimmten Person charakterisiert, zusammenfallen.

Eine kupferne Stange, die sich im elektromagnetischen Felde einer fortschreitenden Welle befindet, absorbiert einen Teil ihrer Energie und strahlt sie nachher, in Form von erzwungenen Schwingungen von der Frequenz des Senders wieder aus. Die Interferenzkurven (Fig. 4) stellen somit die resultierende Wirkung von zwei auf den Empfänger zusammenwirkenden elektromagnetischen Feldern dar. Der Abstand zwischen Maxima und Minima in einer Kurve ist durch den Phasenunterschied der beiden Felder bestimmt. Zwar ist die Phase des Feldes von der Stange nicht nur allein von dem Abstand der Stange vom Sender und vom Empfänger abhängig, sondern auch von der Phasenverschiebung zwischen dem Strom und der elektromotorischen Kraft, die von den

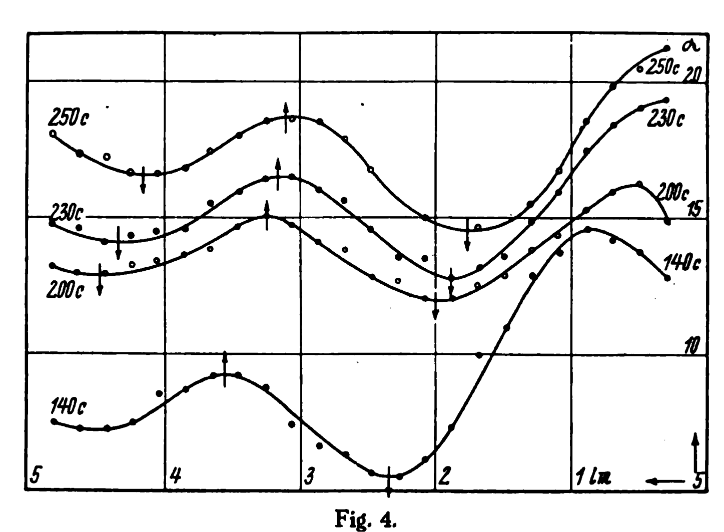


Fig. 4.

elektrischen Konstanten R, L und C der Stange abhängt. Auf Grund dessen kann man je nach der Lage der Maxima und Minima einer Kurve die Schwingungskonstanten der Stange bestimmen. Die weitgehende Ähnlichkeit der erhaltenen Kurven bei den beiden Beobachtungsreihen erlaubt den Schluß zu ziehen, daß unter der Wirkung von elektromagnetischen Feldern im Körper eines Menschen ein ähnlicher Prozeß stattfindet, wie in einem geraden Oszillator: der Körper eines Menschen absorbiert Strahlungsenergie und strahlt sie auch wieder aus infolge von erzwungenen Schwingungen von der Frequenz des Senders.

Dabei ist die Wirkung bei verschiedenen Personen etwas verschieden. In folgender Tabelle sind für verschiedene Versuchspersonen die Längen der Ersatzoszillatoren aus Kupferdraht von 4 mm Durchmesser mitgeteilt, die dieselbe Störungskurve ergaben:

Größe der Versuchsperson cm	Länge des Ersatzoszillators cm
178,0	148,3
176,5	137,0
172,5	151,0
167,0	138,8

Es ist verständlich, daß nicht die Körpergröße allein hierbei entscheidend ist, sondern daß noch verschiedene Eigenschaften des Organismus von Einfluß sind. Weiter ist anzunehmen, daß dieser Einfluß nicht konstant ist, sondern mit physiologischen Änderungen im Körper ebenfalls sich ändern wird. Ob diese oder eine ähnliche Methode umgekehrt zu einer Beurteilung irgendwelcher Zustände und Veränderungen eines lebenden Organismus sich verwenden läßt, muß heute noch unbestimmt gelassen werden.

Leningrad, 15. Februar 1926.

Experim. Elektr. Laboratorium.

(Eingegangen am 24. Februar 1926.)

[4]) Die Existenz solcher Maxima und Minima erwähnt W. Tatarinoff in seiner Arbeit: „Untersuchungen von Phasenverschiebung im geradlinigen Oszillator und Resonator"; T. u. T. o. D., 32, S. 534, 1925 (russisch).



Zusammenfassender Bericht.

Methoden und Ergebnisse der Klangforschung.

Von **Ferdinand Trendelenburg.**

(Schluß [1]).

5. Physikalische Eigenschaften von Sprach- und Musikklängen.

Wir wollen uns zuerst mit der Frage beschäftigen: welche Tongebiete sind in der Sprache enthalten und welche Tongebiete sind insbesondere für die Charakteristik der einzelnen Sprachlaute als solche von Bedeutung. Diese Frage ist für die Zwecke der Fernmeldetechnik von besonderer Bedeutung, ihre Beantwortung wird es auch ermöglichen, Schlüsse darauf zu ziehen, welche Frequenzgebiete von den Übertragungsapparaten beherrscht werden müssen, um die Sprache verständlich zu übertragen. Es hat aber noch einen anderen Grund, die Frage nach den Tonbereichen, welche in den einzelnen Sprachlauten enthalten sind, allen anderen Fragen vorauszustellen; der Grund hierfür liegt in der Tatsache, daß das wesentlichste physikalische Kriterium der einzelnen Laute gerade ein in seiner absoluten Höhe festliegender Tonbereich ist. Willis (1832), Wheatstone (1837) wiesen zuerst darauf hin, daß in den Vokalen bestimmte Teiltöne besonders stark auftreten, die Lage dieser Teiltöne ist für jeden Vokal eine andere. H. v. Helmholtz [2]) hat diese Erkenntnis durch seine Versuche mit dem Kugelresonator in vollem Umfang belegt und die Lage der Teiltöne für die einzelnen Vokale festgelegt. L. Hermann fand bei seinen phonautographischen Untersuchungen [3]) auch objektiv die den einzelnen Vokalen charakteristischen Tonbereiche, er prägte für sie den treffenden Namen Sprachformant.

Der Grund zum Auftreten der Formanten in den einzelnen Sprachlauten besteht darin, daß für die Erzeugung eines jeden Sprachlautes eine bestimmte Einstellung der Mundhöhle gewählt wird. Den geometrischen Anordnungen jeder Mundhöhleneinstellung entsprechen bestimmte Resonanzmöglichkeiten der eingeschlossenen Hohlräume. Trifft — wie bei den stimmhaften Vokalen — der obertonreiche Stimmbandklang auf diese natürlichen Resonatoren, so werden diejenigen Teiltöne, deren Frequenz in der Nähe der Eigenresonanzen liegt, verstärkt und besonders kräftig in das Schallfeld abgestrahlt. Bei der Erzeugung stimmloser Sprachlaute werden die betreffenden Hohlräume von dem durchtretenden Luftstrom in ihrer Eigenresonanz selbst angeblasen, so daß auf diese Weise der Sprachformant in dem Klangbild auftritt. Wir werden auf die Vorgänge der Spracherzeugung noch einmal kurz zurückkommen, wenn wir einige Eigentümlichkeiten der Klangbilder von Sprachlauten, wie sie durch Aufzeichnungen im Schallfeld festgestellt worden sind, zu besprechen haben.

Über die Lage der Formantbereiche der gesungenen Vokale gibt eine Tabelle (Fig. 1) guten Überblick; die Tabelle wurde von C. Stumpf [4]) auf Grund seiner Versuche mit der Methode der Resonanzgabeln aufgestellt. Eine zweite Tabelle (Fig. 2) zeigt die Formantbereiche stimmloser Sprachlaute; diese Tabelle gründet sich auf die Untersuchungen von C. Stumpf mittels der Methode des Abbaues von Sprachlauten durch Interferenzsysteme [5]). Die Tabellen decken sich mit den Ergebnissen anderer Untersuchungen, wie sie z. B. von D. C. Miller [6]) mittels der Phonodeik und mit den modernen elektrischen Methoden der Klanganalyse durchgeführt worden sind. Eine Reihe von Klangbildern, welche mit dem Rieggerschen Hochfrequenz-Kondensatormikrophon gewonnen wurden, zeigt Tafel I [7]); auf diesen Klangbildern ist erstmalig auch die feinere Struktur der Sprachklänge bis über 5000 Hertz aufgelöst, insbesondere wurde auch festgestellt, daß für die Vokale U, O und A typische Teiltöne

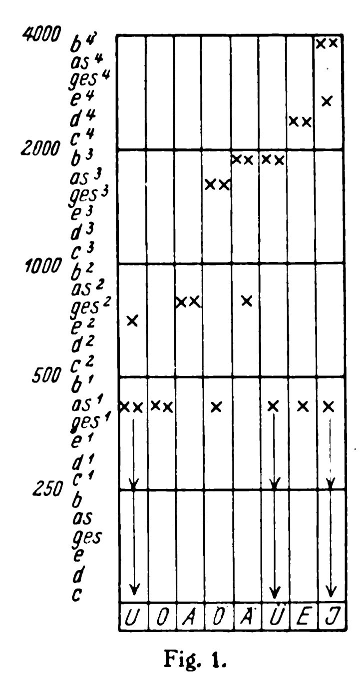


Fig. 1.
„Die Formanten gesungener Vokale" nach C. Stumpf.

im Gebiet von 3000 Hertz auftreten, welche für die persönliche Klangfarbe von starker Bedeutung sind [8]). Starke Komponenten in diesem Gebiet bedingen eine metallisch harte persönliche Klangfarbe, treten diese Teiltöne mehr in den Hintergrund, so nimmt der Klang einen weicheren Klangcharakter an. Hinsichtlich der Ergebnisse der rechnerischen Fourieranalyse sei auf die Originalarbeit, welcher die Bilder entnommen sind, verwiesen. Die gewonnenen Ergebnisse stimmen mit den Untersuchungen, welche neuerdings in Amerika mittels des Wente-Kondensatormikrophons durchgeführt worden sind, gut überein. Den Angaben über den Frequenzbereich der Formanten, welche für die ver-

[1]) I. Teil: Band 28, S. 54, 1926; Heft 2.

[2]) H. v. Helmholtz, Die Lehre von den Tonempfindungen. S. 168 ff.

[3]) Vgl. Literaturangaben unter Ziffer 19, S. 59.

[4]) C. Stumpf, Sitzg. Preuß. Akad. d. Wiss. XVII, S. 451, 1918.

[5]) C. Stumpf, Beiträge zur Anatomie . . ., XVII, S. 181, 1921.

[6]) D. C. Miller, The science of musical sounds.

[7]) Entnommen F. Trendelenburg, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern, III/2, S. 43, 1924; IV/1, S. 1 ff., 1925.

[8]) Bereits Helmholtz wies auf das Vorhandensein von Teiltönen in dieser Tonlage hin. Vgl. H. v. Helmholtz, Tonempfindungen, VI. Aufl., S. 188.



Klangbilder nach F. Trendelenburg
(entnommen Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern III/2, 1924 und IV/1, 1925).

1. A 185 Hertz

2. E 201 Hertz

3. J 195 Hertz

4. U klarer Klangcharakter 198 Hertz

5. U dumpfer Klangcharakter 291 Hertz

6. L 266 Hertz

7. M 248 Hertz

8. N 264 Hertz

9. R linguale 454 Hertz

10. R uvulare 260 Hertz

11. Sch mittlere Frequenz etwa 4000 Hertz

12. S mittlere Frequenz etwa 6000 Hertz

Bemerkung: Der zeitliche Anfang aller Klangbilder befindet sich rechts, das Ende links. Für die stimmhaften Laute ist die Frequenz des Stimmbandklanges angegeben.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Zum Aufsatz: Trendelenburg,
Methoden und Ergebnisse der Klangforschung.



schiedenen Sprachlaute eigentümlich sind, mögen noch Angaben über die Tonhöhe des Grundtones (also des Stimmbandklanges) der verschiedenen Gesangsregister folgen[9]):

Baß	$F-e^1$	(etwa 85—320 Hertz)
Tenor	$c-a^1$	(„ 128—435 „)
Alt	$f-e^2$	(„ 170—640 „)
Sopran	(c_1-a^2)	(„ 256—853 „)

Über die Tonhöhe der Stimmbandschwingung gesprochener Sprachlaute finden sich Angaben bei I. B. Crandall[10]); als Mittelwert fand dieser 125 Hertz für Männerstimmen, 244 Hertz für Frauenstimmen. Unsere bisherigen Betrachtungen bezogen sich im wesentlichen auf die Tonbereiche derjenigen Teiltöne, welche für die Sprachlaute charakteristisch sind. Die Zuordnung eines Formantbereiches ist auch tatsächlich das wichtigste physikalische Bestimmungsstück eine Lautes der menschlichen Sprache. Die Untersuchungen der Sprachklänge im Schallfeld zeigen aber, daß noch ein weiteres Differenzierungsmerkmal besteht, welches sich physikalisch als ein bestimmter Typus des Klangbildes des betreffenden Sprachlautes bemerkbar macht: Die gesungenen Vokale sind streng periodische Vorgänge, jede Periode, deren Grundton die Tonhöhe des musikalisch definierten Tones besitzt, ist der folgenden Periode auch in ihrer feinsten Struktur identisch (vgl. die Klangbilder 1 bis 5). Die stimmhaften Konsonanten weisen zwar eine gewisse Periodizität auf, doch sind bei ihnen im allgemeinen Teilschwingungen objektiv merkbarer Amplitude überlagert, deren Periode von derjenigen des Grundtones völlig unabhängig ist: Die strenge Periodizität der Klangbilder in der Periode des Grundtones geht verloren (vgl. die Klangbilder 6 bis 8). Andere Klangbilder wieder zeichnen sich durch eine periodisch schwankende Größe der Amplitude aus (Klangbilder 9, 10). Schließlich treten Klangbilder auf, welche jede Periodizität vermissen lassen (Klangbild 11), ein letzter Typus ist dadurch gekennzeichnet, daß er nicht kontinuierlich gegeben werden kann, das Klangbild der Explosiv- oder Verschlußlaute stellt lediglich einen abklingenden Wellenzug dar. Der Grund für diese Eigentümlichkeit der Klangtypen liegt in der Art der Erzeugung der den verschiedenen Klangbildern entsprechenden Sprachlaute: Die rein periodischen gesungenen Vokale werden in folgender Weise erzeugt: Der obertonreiche Stimmbandklang ist auf seinem Wege zur Außenluft gezwungen, die natürlichen Hohlräume des Rachens und der Mundhöhle zu passieren. Hier werden durch Resonanz diejenigen Obertöne hervorgehoben, welche den Eigentönen der natürlichen Hohlräume am nächsten liegen. Das Klangbild des vom Mund angestrahlten Klanges läßt sich also unter Zugrundelegung der Gleichung der erzwungenen Schwingung berechnen; unsere Betrachtungen im Teil 3 (S. 55 ff.) hatten uns gezeigt, daß die erzwungene Schwingung (unter Voraussetzung linearer Direktionskraft) dann nur Frequenzen enthält, welche mit den Teilfrequenzen der erregenden Kraft identisch sind, lediglich das Amplitudenverhältnis der einzelnen Teilfrequenzen

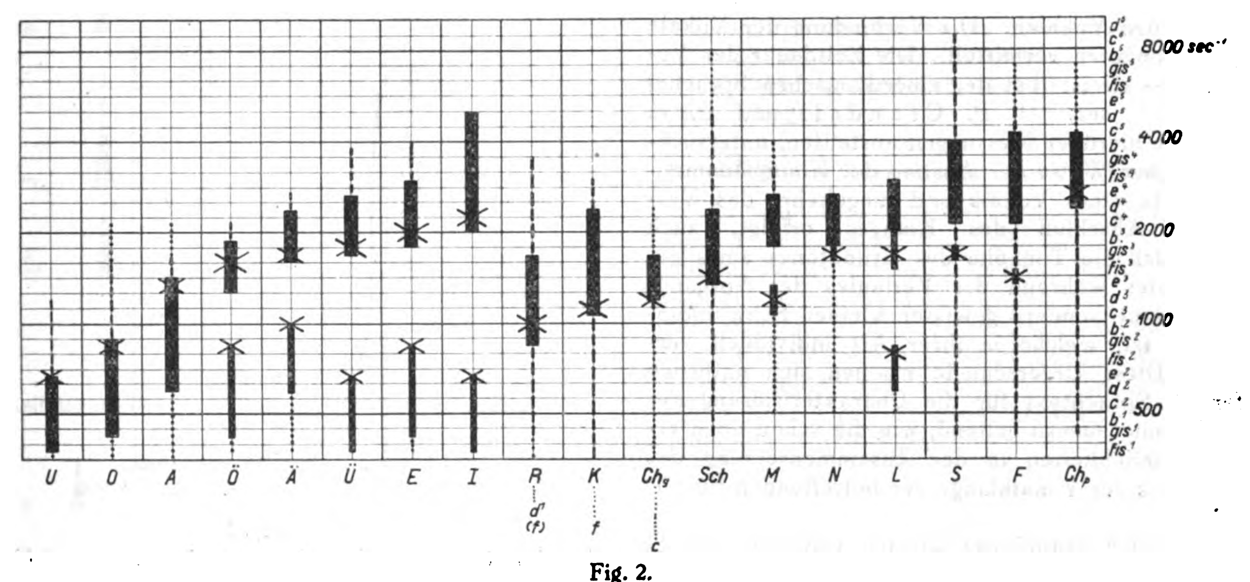


Fig. 2.
„Vergleichende Übersicht des Aufbaues stimmloser Vokale und Konsonanten" nach C. Stumpf.

wird in der erzwungenen Schwingung ein anderes sein. Aus dieser Betrachtung folgt, daß auch das Klangbild der gesungenen Vokale streng periodisch in der Periode des Stimmbandklanges wiederkehren muß, eine Tatsache, die H. v. Helmholtz in seiner Theorie der Vokalklänge vorausgesagt hat und die durch die strenge Periodizität der Klangbilder, wie sie in der Tafel verzeichnet sind, bewiesen wurde. Der Befund der stimmhaften Konsonanten ist anders: eine gewisse Periodizität ist vorhanden, doch ist die Feinstruktur nicht mehr streng periodisch, die kleinen Kräuselungen gehen nicht mehr in der Periode des Stimmbandklanges auf, die feinere Struktur liegt zum Stimmbandklang unharmonisch. Die Helmholtzsche Theorie der Vokalklänge reicht zur Deutung dieser Erscheinungen nicht mehr aus. Im Gegensatz zu der dort zugrunde liegenden Annahme, daß wir lediglich die erzwungenen Schwingungen des Systems Rachen-Mundhöhle unter dem Einfluß des Stimmbandklanges zu betrachten haben, müssen wir noch weitere, vom Kehlkopf unabhängige Schallquellen annehmen, um das Auftreten von Teiltönen deuten zu können, deren Frequenz vom Stimmbandklang unabhängig und insbesondere zu diesem unharmonisch ist. Die Notwendigkeit des Auftretens neuer Schallquellen ist tatsächlich aber auch bereits bei der Erzeugung stimmhafter Konsonanten gegeben. Während nämlich bei den Vokalen die im Luftstrom vor-

[9]) Entnommen E. Waetzmann, Resonanztheorie des Hörens, S. 25, Braunschweig 1912, Verlag von Vieweg.

[10]) I. B. Crandall, The sounds of speech. Bell Tyst. techn. Journ. 1925.

handene Energie nur im Kehlkopf zur Stimmgebung herangezogen wird, ist dies bei den stimmhaften Konsonanten nicht der Fall: Der den Kehlkopf durchströmende Luftstrom bläst auf seinem Wege zur Außenluft noch weitere Schallquellen in ihrer Eigenfrequenz selbst an. Dieser Vorgang ist von den Vorgängen im Kehlkopf selbst völlig unabhängig, die Superposition der von den verschiedenen Schallwellen herrührenden Komponenten führt zu Klangbildern des Typus, wie wir ihn in den Bildern 6—8 vor uns sehen [11]).

Das Gesagte möge genügen, um physikalische Eigentümlichkeiten der verschiedenen Klangbilder auf Grund der Vorgänge bei der Entstehung dieser Laute zu erklären.

Die bisherigen Betrachtungen bezogen sich lediglich auf die charakteristischen Eigenschaften einzelner Sprachlaute. Im fortlaufenden Sprachtext hat man folgendes beobachtet: Im Sprachtext nimmt die Lautgruppe der Vokalklänge eine Sonderstellung ein: Die Vokale sind der eigentliche Träger der Sprache, auf ihnen ruht die Stimme gewisse kurze Zeitperioden, auch die verstärkte Stimme: der Akzent ruht auf den Vokalen. Die Verbindung der Vokale wird durch Konsonanten vermittelt. Die Zeitdauer des Vokales schwankt — sie ist (bei der amerikanischen Sprache) etwa im Mittel $^1/_3$ sec. J. B. Crandall und C. F. Sacia [12]), welche hierüber Messungen anstellten, untersuchten auch, in welcher Weise der Anstieg der Klangbildamplitude beim Einsatz eines Vokals und umgekehrt das Verschwinden bei Abschluß des Klanges erfolgt, auch stellen sie fest, daß die Tonhöhe des Grundtones eines gesprochenen Vokales während des Verlaufes des Vorgangs nicht genau konstant, sondern gewissen kleinen Schwankungen unterworfen ist, welche in ihrer Art individuell verschieden sind. Diese Unterschiede machen sich natürlich im fortlaufenden Sprachtext für die Charakterisierung der persönlichen Stimme ebenso geltend, wie die schon oben erwähnten Eigentümlichkeiten in der Zusammensetzung des Frequenzspektrums der Vokalklänge der betreffenden Einzelpersonen.

Am fortlaufenden Sprachtext wurden von Crandall und Mc. Kenzie [13]) Untersuchungen darüber angestellt, in welcher Weise die Energie über die verschiedenen Frequenzbereiche verteilt ist. Fig 3 zeigt die mittlere Energieverteilung verschiedener Versuchspersonen, als Abszissen sind die Frequenzen, als Ordinaten die Intensitäten, Werte also, welche mit dem Quadrat der vom Kondensatormikrophon registrierten Drucke proportional sind, aufgetragen. Auf den ersten Blick scheint die starke Konzentration der Energie in den tieferen Frequenzgebieten befremdlich, man muß jedoch bei der Beurteilung dieses experimentellen Befundes bedenken, daß die Empfindlichkeit der Gehörempfindung [14]) in den tiefen Frequenzgebieten so gering ist, daß der Anstieg der Energie hierdurch wieder kompensiert wird. Neben der Energieverteilung auf die verschiedenen Frequenzgebiete wurde in der erwähnten Arbeit auch die mittlere Sprachleistung während eines Satzes von 50 Silben gemessen. Hierzu wurde ein in absolutem Maß geeichtes Kondensatormikrophon in 2,5 cm Entfernung vom Mund des Sprechers angebracht, der quadratische Mittelwert der Druckamplitude am Empfänger betrug dann 11,3 Dyn/cm², dies entspricht einem Energiefluß von 3,2 Erg/sec cm². Nimmt man an, daß dieser Energiefluß gleichmäßig über die Halbkugel von 2,5 cm Radius verteilt ist, so erfolgt hieraus eine mittlere abgegebene Sprachleistung von 12,5 Mikrowatt. C. F. Sazia [15]) hat diese Angaben noch durch weitere Messungen ergänzt, deren Ergebnis folgende Zusammenstellung zeigt:

mittlere Leistung für andauernde Sprache	7,4 Mikrowatt
mittlere Leistung für akzentierte Silbe .	60—100 „
momentane Spitzenleistung	1000—2000 „

C. F. Sazia führte auch einen wichtigen Begriff ein: er definierte als Spitzenfaktor (peak-factor) den Wert $\sqrt{\frac{Ph}{Pm}} = s$, wobei Pm die mittlere Leistung, Ph die momentane Höchstleistung während eines Sprachlautes bedeutet. Der Wert des Spitzenfaktors ist für unsere Zwecke deswegen wichtig, weil er die richtige Dimension der Ausgangsröhre eines Verstärkers gestattet. Messen wir nämlich beispielsweise die mittlere Leistung des Endstromes als Pm, so

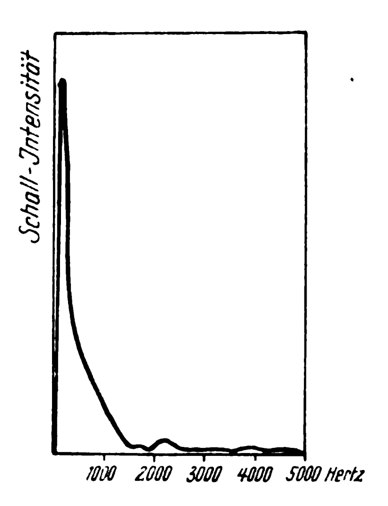


Fig. 3.
„Energieverteilung der Sprache" nach Crandall und Mc. Kenzie.

müssen wir fordern, daß das Rohr ohne Überschreiungen eine Maximalleistung gestattet, welche $s^2 Pm$ ist, oder aber mit anderen Worten, ist I_m der mit einem quadratischen Meßinstrument gemessene mittlere Anoden-Wechselstrom, so erreichen die Stromspitzen den Wert $s \cdot I_m$, die Röhre ist also so groß zu bemessen, daß dieser Strom unverzerrt ausgesteuert werden kann.

Der Wert des Spitzenfaktors ist individuell etwas verschieden, man kann ihn für praktische Zwecke mit hinreichender Genauigkeit gleich 5 setzen.

Die besprochenen Ergebnisse der physikalischen Sprachforschung zeigen, daß die Messungen im Schallfeld der menschlichen Stimme wesentliche Aufschlüsse über die physikalischen Eigenschaften der Klänge geben konnten; die Spracherzeugung unmittelbar an den stimmbildenden Organen (Kehlkopf und Ansatzrohr) mit physikalischen Hilfsmitteln zu studieren, stößt jedoch auf beträchtliche Schwierigkeiten. Bei den Arbeiten, welche über die Klänge der Musikinstrumente durchgeführt worden sind, liegt die Sache anders: hier ist es meist möglich, die Wirkungsweise des schallerzeugenden Organs selbst zu studieren; so gibt es zahlreiche Untersuchungen über Saitenschwingungen und Messungen an Pfeifen. Das Material, welches über die Beschaffenheit der von den Musikinstrumenten in das Schallfeld abgestrahlten Klänge vorliegt, ist hingegen nicht sehr um-

[11]) Vgl. hierzu F. Trendelenburg, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern, IV/1, S. 5 ff., 1925.

[12]) I. B. Crandall und C. F. Sacia, Bell Syst. Techn. Journ. 3, 1924.

[13]) I. B. Crandall und D. Mc. Kenzie, Bell Syst. Techn. Journ. 1, 1922.

[14]) Hierüber folgen Angaben weiter unten.

[15]) C. F. Sacia, Bell Syst. Techn. Journ. 1925, S. 627 ff.

langreich, eine Erweiterung mit modernen Methoden könnte noch manch wertvolle Ergebnisse liefern. Man kann sogar so weit gehen, zu sagen, daß die grundlegende Frage, wie weit sind die Klänge oder Musikinstrumente nur durch die relative Lage ihrer Teiltöne definiert und wie weit besitzen sie auch (ähnlich wie die Sprache in den Formanten), charakteristische, in ihrer absoluten Lage feste, Tonbereiche, noch nicht restlos geklärt ist. Es steht allerdings fest, daß die relative Anordnung das wesentlichste Moment für die Charakterisierung der Musikklänge bildet, doch wurde festgestellt, daß auch ein absolutes Moment hinzutritt. E. Herrmann-Goldap stellte z. B. fest, daß das Violincello bestimmte Eigenresonanzen besitzt, die auch im abgegebenen Klang bemerkbar werden[16]).

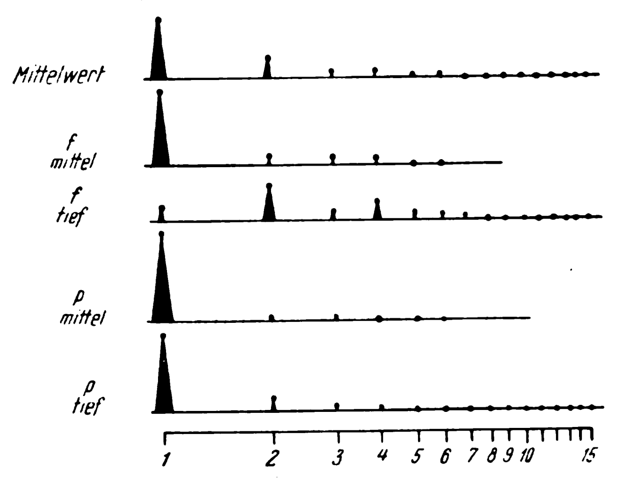


Fig. 4.
„Intensitätsverteilung der Flöte relativ zum Grundton" nach D. C. Miller.

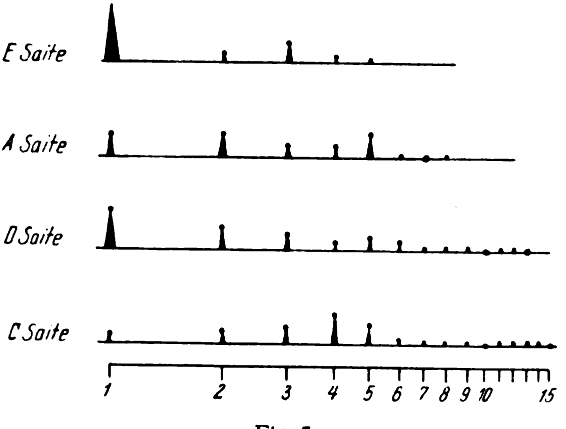


Fig. 5.
„Violine" nach D. C. Miller.

Von wesentlicher Bedeutung für die physikalische Charakterisierung des Klanges eines Musikinstrumentes sind besonders auch noch die verschiedenen Arten des Klangeinsatzes, sowie das begleitende Blas- oder Streichgeräusch. Stumpf hat festgestellt[17]), daß selbst erfahrene Musiker ziemlich groben Verwechslungen in der Klassifizierung verschiedener Musikklänge ausgesetzt waren, wenn Anfang und Ende des wahrzunehmenden Instrumentalklanges abgeschnitten würden.

Über die relative Stärke der Teiltöne von Musikklängen liegen Messungen von D. C. Miller[18]) vor, welche mittels des Phonodeiks durchgeführt worden sind. Einige Ergebnisse sind in den folgenden Diagrammen dargestellt; aufgetragen ist jeweils als Ordinate die dem betreffenden Teilton zugehörige Intensität. Fig. 4 zeigt, wie stark die Intensitäts-

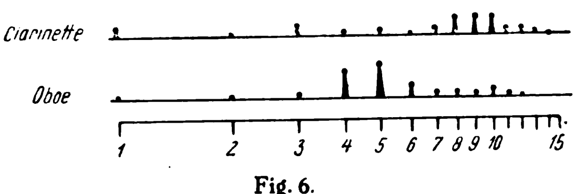


Fig. 6.
„Oboe und Klarinette" nach D. C. Miller.

verteilung von der Stärke der Klanggebung abhängt. Es sei auch noch bemerkt, daß die Angaben sich nur auf die relative Verteilung beziehen, das absolute Moment ist nicht berücksichtigt.

6. Einfluß von Verzerrungen auf die Klangwahrnehmung.

Wir wollen im folgenden den Einfluß von Verzerrungen zunächst unter dem ganz allgemeinen Gesichtspunkt betrachten, daß wir ein in einem Raum herrschendes „primäres" Schallfeld mit elektrischen Hilfsmitteln übertragen und an einem zweiten Ort als „sekundäres" Schallfeld reproduzieren. Als ein Beispiel, welches alle praktisch vorkommenden Möglichkeiten umschließt, können wir hier z. B. an die Übertragung einer Oper an einen anderen Ort denken, wo die Wiedergabe durch elektrische Schallsender erfolgt.

Das primäre Schallfeld sei mit S_1 bezeichnet, als charakteristische Variable des akustischen Vorgangs wollen wir — wie wir es bei allen unseren bisherigen Betrachtungen als besonders vorteilhaft erkannt hatten, den Druck wählen; S_1 ist dieser Druck, welcher eine Funktion der Zeit und des Ortes ist.

$$S_1 = S_1\,(t,\ x,\ y,\ z)$$

Das sekundär wiedergebene Schallfeld sei S_2, eine ideale und überall richtige Wiedergabe erhalten wir dann, wenn

$$S_1 = S_2.$$

Ist diese Bedingung erfüllt, so könnten wir in keiner Weise die Wiedergabe vom Original unterscheiden. Eine derartige Identität zweier Schallfelder ist aber selbstverständlich nur dann möglich, wenn Aufnahmeraum und Wiedergaberaum einander völlig identisch sind und wenn die primären Schallquellen genau entsprechende sekundäre Schallquellen elektrisch steuern. Trotzdem keinerlei praktische Möglichkeit besteht, einen solchen Idealfall zu erreichen, wollen wir doch noch kurz bei diesem Fall verweilen. Wir wollen nämlich diese ideal richtige Übertragung nun einer „Verzerrung unterziehen", welche zunächst unwesentlich erscheint und doch bereits zu einer merkbaren Beeinflussung der Klangwahrnehmung führt. Nehmen wir an, daß die Nachbildung des primären Schallfeldes richtig ist bis auf einen konstanten, von Eins verschiedenen Faktor c

$$S_1 = c \cdot S_2.$$

Mit anderen Worten: Die Intensität im sekundären Schallfeld ist eine andere als sie primär vorhanden war. Dieser

[16]) E. Herrmann-Goldap, Über die Klangfarbe einiger Orchesterinstrumente, Diss., Königsberg 1908. Das während der Drucklegung erschienene Buch von C. Stumpf: Die Sprachlaute, (Berlin 1926, Verl. von J. Springer) enthält einen Anhang über Instrumentalklänge, in welchem über Untersuchungen von Musikklängen berichtet wird, welche C. Stumpf mit seinen wiederholt erwähnten Methoden durchführte. C. Stumpf fand das Vorhandensein von Formantgebieten für die meisten Instrumente bestätigt und bestimmte ihre Lage in der Tonskala.

[17]) C. Stumpf, Sitzungsber. d. Pr. Akad. d. Wiss., XVII, S. 357, 1918.

[18]) D. C. Miller, a. a. O. S. 190 ff.

Intensitätsunterschied macht sich subjektiv stark bemerkbar, es zeigt dies folgende Beobachtung: Steigert man die Intensität eines beispielsweise durch Sprache erregten Lautsprechers über das natürliche Maß hinaus, so nimmt die Klangwiedergabe einen merklich dumpfen Klangcharakter an. Der Grund hierfür liegt in den Eigenschaften des Trommelfells: dieses stellt einen Schallempfänger dar, für dessen erzwungene Schwingung nicht die einfachste Form des Ansatzes der Bewegungsgleichung hinreichend ist, insbesondere treten in der Direktionskraft Glieder auf, welche von der Elongation abhängig sind. Wir hatten gesehen, daß in diesem Fall die erzwungenen Schwingungen Kombinationsfrequenzen aus den ursprünglich vorhandenen Frequenzen enthalten. Schon H. v. Helmholtz hat gezeigt, daß unter diesen Kombinationstönen der Differenzton besonders markant hervortritt: seine Theorie der Kombinationstöne ergibt, daß die Amplitude dieser Töne mit $f_p \cdot f_q$ proportional ist, wenn f_p bzw. f_q die Amplituden der am Empfänger angreifenden Kräfte der Frequenz p und q sind. Bei Steigerung von f_p und f_q wächst also $f_p \cdot f_q$ entsprechend stärker an, der Klang erhält einen ausgesprochenen dumpfen Charakter, welcher auch noch dadurch verstärkt wird, daß immer neue Kombinationstöne, welche vorher gar nicht wahrgenommen werden konnten, über den Schwellenwert der Gehörempfindung hinauswachsen.

Das Gesagte möge genügen, um zu zeigen, in welchem Maße und aus welchem Grunde es notwendig ist, bei der künstlichen Wiedergabe der Klänge der Sprache und der Musik die natürliche Intensität zu wahren.

Wir hatten bisher angenommen, daß das primäre und das sekundäre Schallfeld lediglich durch einen konstanten Faktor (das Intensitätsverhältnis) unterschieden sind; wir wollen jetzt eine zweite Verzerrungsmöglichkeit betrachten, welche sich auf Verschiedenheiten in der räumlichen Anordnung der primären und der sekundären Schallquellen gründet. Als ein besonders charakteristisches und praktisch wichtiges Beispiel wollen wir hier folgendes behandeln: Die Wiedergabe der verschiedenen menschlichen Stimmen und der Musikinstrumente erfolgt durch einen einzigen, das sekundäre Schallfeld speisenden Lautsprecher. Es ist ohne weiteres klar, daß ein derartiges Vorgehen zu sehr wesentlichen Abweichungen des sekundären vom primären Schallfeld führen muß, während das primäre Schallfeld aus der Superposition der von verschiedenen räumlich getrennten Schallquellen herrührenden Wellenzüge entsteht, weist das sekundäre Schallfeld nur eine einzige Schallquelle, den Lautsprecher, auf.

In welcher Weise wird nun dieser Unterschied subjektiv merkbar. Die Gehörempfindung besitzt einen ausgesprochenen Richtungssinn: erfolgt, wie in unserem Beispiel, die Klangwiedergabe durch einen einzigen Lautsprecher, so hat man unwillkürlich die Empfindung, daß alle Klänge diesem Lautsprecher entstammen, man vermißt die räumliche Wirkung des Orchesters und unterliegt dem Gefühl, als ob die Klänge aus einem Nebenraum durch eine an Stelle des Lautsprechers angebrachte Öffnung hindurchtreten.

Auch noch eine zweite Möglichkeit der Verzerrung, welche durch den Richtungssinn des Gehörs merkbar wird, besteht selbst dann, wenn es sich nur um die Wiedergabe eines von einer einzigen Schallquelle herrührenden Schallvorgangs handelt, also z. B. die Wiedergabe der Stimme eines Redners. Um dies übersehen zu können, wollen wir ganz kurz beleuchten, worin die Richtungsempfindlichkeit des Gehörsinnes besteht.

Die Richtungsempfindlichkeit des Gehörsinnes beruht auf einem Phaseneffekt. Die Fig. 7 möge dies zeigen.

In allen Fällen, in welchen die Schallquelle sich nicht auf dem Mittellot der Verbindungslinie beider Rohre befindet, erreicht eine Schallwelle beide Ohren nicht zu gleichen Zeitpunkten. Der Gangunterschied betrage Δ_s, der Zeitunterschied ist dann $\frac{\Delta_s}{u}$, wobei u die Schallgeschwindigkeit ist. Der Schwellenwert dieses Richtungssinnes liegt nach den Untersuchungen von Hornbostel und Wertheimer bei dem Wert

$$\Delta_s = 0{,}5 - 1 \text{ cm} \qquad \Delta_t = 15 - 30 \cdot 10^{-6} \text{ sec.}$$

Die angegebenen Werte zeigen, daß der Richtungssinn außerordentlich empfindlich ist; so können Unterschiede in der Schallwellenkonfiguration des sekundären Schallfeldes gegenüber derjenigen des primären Schallfeldes auch subjektiv gut empfunden werden. Solche Unterschiede treten aber in unserem Beispiel auf: der vom Mund des Sprechers

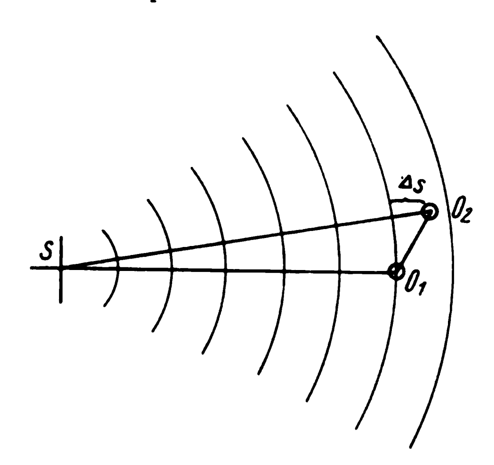


Fig. 7.
Richtungsempfindlichkeit des Gehörs.

abgestrahlte Schall besitzt (wenigstens näherungsweise und für nicht allzu hohe Frequenzgebiete) die Wellenfront der Kugelwelle, während die von einem Lautsprecher abgegebene Schallwelle im allgemeinen für alle diejenigen Wellenlängen, die kleiner sind als die Lautsprecherausdehnung, eine näherungsweise ebene Wellenfront besitzt. Es wird also die sekundäre Klangwiedergabe hinsichtlich ihrer Richtungseigenschaften so lange anders empfunden werden, als der Unterschied zwischen der genannten ebenen Welle und einer Kugelwelle größer ist als der oben angegebene Schwellenwert der Gehörempfindung.

Wir wollen uns nun denjenigen Fragen zuwenden, welche die raumakustischen Wirkungen des Musikaufnahmeraumes und des Wiedergaberaumes betreffen. Unter dem Begriff raumakustische Wirkungen seien hier alle akustischen Rückwirkungen der Begrenzungsflächen des Schallfeldes auf das Schallfeld selbst zusammengefaßt, es fällt also hierunter ebensowohl die Absorption als auch die Reflexion durch die Wände des Raumes, wie auch durch einzelne in das Schallfeld eingebrachte Objekte.

Die Klangverteilung des zur Übertragung gelangenden Musikstückes in einem betrachteten Zeitmoment sei A. Hierbei stellen wir uns zunächst vor, daß jeder raumakustische Effekt fehlt; näherungsweise ließe sich das z. B. dadurch verifizieren, daß das Musikstück im Freien und weit entfernt von allen reflektierenden Objekten gespielt wird. Dann wird der Schallempfänger diese Verteilung A aufnehmen und ein ideal arbeitender Lautsprecher wird sie wieder als Verteilung A in den Wiedergaberaum hineinsenden. Im Wiedergaberaum wird die Verteilung A durch die Raumakustik des Raumes selbst beeinflußt. Dieser Ein-

fluß besitzt den Wert A_W, dem Ohr kommt dann subjektiv die Klangverteilung $A + A_W$ zu Gehör, diese würde nun tatsächlich (wenn wir von den oben behandelten Verzerrungen absehen) derjenigen Klangverteilung entsprechen, welche das Originalorchester in diesem Raume hervorbringen würde. Wie liegt nun aber der Fall, wenn der Musikaufnahmeraum selbst Raumakustik besitzt. Dann superponiert sich infolge dieser Raumakustik die Komponente A_M der Klangverteilung A, so daß der Lautsprecher die Klangverteilung $A + A_M$ abstrahlt, hierzu tritt wieder der raumakustische Einfluß des Wiedergaberaumes, so daß die Gesamtklangverteilung den Wert $A + A_M + A_W$ besizt. Der mittlere Term A_M rührt hierbei lediglich von der Raumakustik des Aufnahmeraumes her, das Gehör ist durch Erinnerung an die Klangverteilung des Orchesters als solches gewöhnt, es kann die Raumakustik des Wiedergaberaumes aus Erfahrung einschätzen, das Auftreten der raumakustischen Einflüsse des Aufnahmeraumes muß es jedoch als unnatürlich empfinden.

Die subjektive Bedeutung der Einflüsse der Raumakustik des Aufnahmeraumes wächst mit der Güte der Übertragung; je mehr dem Gehör eine natürliche Klangverteilung vorgetäuscht wird, d. h. je weniger Abweichungen die Übertragung und die Wiedergabe gegenüber dem natürlichen Klang hineinbringen, um so mehr empfindet es noch diese störenden Einflüsse. Die Einflüsse der Raumakustik des Musikaufnahmeraumes lassen sich durch schallabsorbierende Mittel (Wand- und Deckenbekleidung) sehr zurückdrängen, es ist aus dem genannten Grunde dies eine für Lautsprecherübertragungen besonders wichtige Maßnahme. Gleichzeitig sei hier betont, daß man vermeiden muß, wie dies früher häufig nicht beachtet wurde, allzu kleine Räume zu verwenden, da sonst die Nähe der absorbierenden Mittel allzu sehr die ungestörte Klangwirkung der Musikinstrumente beeinträchtigt.

Es sei hier noch besonders darauf hingewiesen, daß bei der Übertragung auf einen Kopfhörer ein raumakustischer Effekt unbedingt erhalten bleiben muß; in diesem Falle fehlt ja eine Beeinflussung des sekundären Klanges durch die raumakustische Wirkung des Wiedergaberaumes, praktisch wird es also bei Musikübertragungen, welche sowohl durch Lautsprecher als auch durch Kopfhörer wiedergegeben werden soll, auf einen Kompromiß hinauslaufen.

Während die bisherigen Betrachtungen sich nur auf ganz allgemeine Probleme im Aufbau des primären und des sekundären Schallfeldes bezogen haben, kommen wir nun zu der großen Gruppe von Verzerrungen, welche in den übertragenden Organen selbst auftreten, sei es, daß die Aufnahme Fehlern unterworfen ist, seien es die Verstärker, die Sender oder die Wiedergabeapparate. Zwei bestimmte Typen von Verzerrungen können auftreten, einmal ist es möglich, daß bestimmte Frequenzgebiete bevorzugt oder benachteiligt werden, und andererseits können Fehler in der Amplitudentreue auftreten, d. h. es kann (beispielsweise beim Übersteuern eines Verstärkerrohres) die Amplitude der Spannung am Ausgang nicht mehr wachsen, während die Eingangsamplitude noch wächst. Wir hatten bereits mehrfach Gelegenheit, auf die bei diesem Vorgang auftretenden Eigentümlichkeiten hinzuweisen und insbesondere zu zeigen, wie in solchen Fällen neben den ursprünglich vorhandenen Frequenzen Kombinationsfrequenzen auftreten. Dieser Fehler muß sich außerordentlich stark bemerkbar machen, es ist auf diese Weise z. B. bei Sprache möglich, den Charakter eines Lautes völlig zu ändern. Nehmen wir an, der primär auffallende Laut sei der Vokal *A*, wir hatten gesehen, daß der Hauptformant des *A* bei 800 Hertz liegt, und daß dieser Vokal einen im wesentlichen für die persönliche Klangfarbe wichtigen Bereich bei 3000 Hertz besitzt. Treten nun Verzerrungen auf, welche Kombinationstöne verursachen, so wird der Differenzton (2200 Hertz) besonders bemerkbar, das Gebiet um 2000 Hertz entspricht dem *Ae*-Formanten, mit fortschreitender Verzerrung verliert das *A* seinen Charakter und wird in *Ae* verwandelt.

Auf die Änderungen, welchen die subjektiv empfundene Klangfarbe bei Abweichungen der Intensität vom natürlichen Maß unterworfen ist, hatten wir bereits hingewiesen. Hier wollen wir noch einen Spezialfall behandeln, welcher sich auf die Sprachverständlichkeit bei verschiedenen Intensitäten bezieht. Dieser Fall wurde von H. Fletcher[19]) ausführlich untersucht. Als Maß der Verständlichkeit führte Fletcher die Prozentzahl der bei der betreffenden Intensität noch richtig verstandenen Laute ein. Ein Ergebnis dieser Untersuchungen zeigt Fig. 8; mit

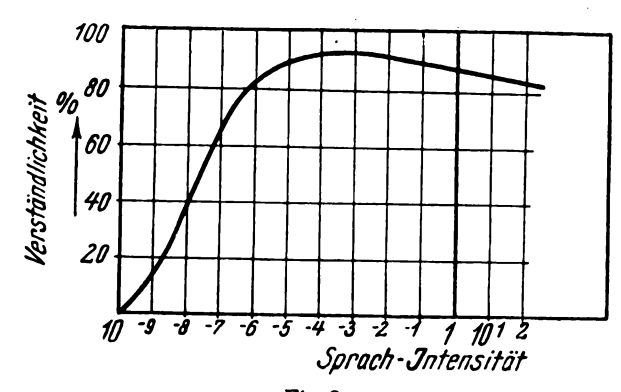


Fig. 8.
„Verständlichkeit in Abhängigkeit von der Intensität" nach H. Fletcher.

dem Wert 1 ist willkürlich diejenige Intensität bezeichnet, welche der mittleren Intensität der Sprache in ½ Zoll Entfernung vom Munde des Sprechers entspricht. Man erkennt, daß in einem großen Bereich (etwa 10^{-2} bis 10^{-5} Normalintensitäten) die Verständlichkeit nahezu die gleiche bleibt, erst unter 10^{-5} fällt die Verständlichkeit rasch ab.

Tabelle I.

Veränderungen der stimmhaften Sprache beim Abbau durch Interferenzröhren.

Obere Tongrenze	
es^4 (2461)	Noch ganz gut verständlich. Einzeln *I* und *Ue* nach *U*, *E* nach *O* hin alteriert.
as^3 (1642)	Ebenfalls noch alles verständlich, doch etwas nebelhaft, schärferes Aufmerken erforderlich. Einzeln *I* und *Ue* = *U*, *E* = *O*, *Oe* fast *O*, *Ae* fast *AO*.
es^3 (1230)	Vieles unverständlich, doch öfters einige Worte nacheinander bei günstigem Zusammenhang verstanden. Einzeln *Oe* = *O*, *Ae* = *AO*.
a^2 (870)	Nur selten noch ein Wort zu verstehen. Einzeln *A* stark verdunkelt.
e^2 (652)	Alles unverständlich, kein Wort auch nur zu erraten. Dunkles *U*-artiges Lallen. Einzeln alle Vokale wie *U* oder dunkles *O*.

Wir können nun zu der praktisch wichtigsten Frage übergehen: wie werden Sprache und Musik verändert, wenn bei der Übertragung bestimmte Frequenzgebiete ausfallen. Zunächst wollen wir wieder die allgemeine Ver-

[19]) H. Fletcher, The nature of speech, Bell Syst. Techn. Journ. 1922, S. 138.

änderung des Klangfarbentypus besprechen: hierüber geben am besten die Ergebnisse von Arbeiten Auskunft, welche C. Stumpf [20]) nach der Methode des Abbaus und Aufbaus von Sprachklängen mittels Interferenzsystemen durchführte.

Tabelle II.

Veränderungen der stimmlosen Sprachlaute beim Abbau durch Interferenzröhren.

Obere Tongrenze	1. bei den geflüsterten Vokalen *U, O, A, Ö, Ä, Ü, E, J*	2. bei den stimmlosen Konsonanten *Sch, S, F, Ch* pal., *Ch* gutt., *K, T, P, R* ling., *M, N, Ng, L, H*
g^5 6020	—	*S* abgestumpft
d^5 4645	—	*S* stark abgestumpft, Ch_p etwas stumpfer und dunkler
b^4 3687	*E* und *I* etwas verdunkelt und geschwächt	*S* sehr unscharf, *F* abgestumpft
e^4 2607	*E* und *I* etwas heiser und blasend	*S* und *F* nicht sicher unterscheidbar, Ch_p einem stumpfen *S* ähnlich
h^3 1953	*Ae* = *AOä*, *Oe* = *Oeo*, *Ue* = *Uü*, *E* = *Oö* dunkel; *I* = *U*	*Sch* stumpfer, *S, F*, Ch_p ununterscheidbares Hauchen (Blasen), Ch_g stumpfer, *T* und *P* kaum unterscheidbar; ebenso *M, N, Ng, L* undeutlich, mehr ein Blasen
f^3 1381	*A* verdunkelt, *Oe* fast = *o*, *ä* = a_0, *Ue* leises *U*, *E* = *Ou*	*Sch* unkenntlich, Ch_p viel dunkler und schwächer, *K* mehr wie *T*, *R* ein schwach intermittierendes Gaumen-*R*, *M, N, Ng, L* nur dunkles Hauchen
h^2 977	*A* = *Ao*, *Ae* = *Oa*.	*Sch, S, F*, Ch_p, Ch_g gleichförmiges dunkles Hauchen, nur Stärkeunterschiede, *K, T, P* ununterscheidbares dunkles Stoßgeräusch; auch *R* dunkles, nur schwach intermittierendes Geräusch. Sämtliche Konsonanten auf derselben Tonhöhe b^2
f^2 691	*O* = *Ou*, *A* fast = *O*, *Oe* = *Ou*, *Ae* = *O*, *Ue* und *I* ganz leises *U*	*R* ganz mattes Gurren. Allgemeine Tonhöhe fis^2
c^2 517	*U* schwach, *O* = *Ou*, *A* = *U*, *Oe* = *Ou*, *Ae* = *Uo*, *Ue, E, I* = *U*	Wie vorher, alle äußerst schwach dumpfes Geräusch, höchstens noch *R* erratbar. Allgemeine Tonhöhe c^2
fis^1 366	*U, O, A* höchstens minimales dumpfes Geräusch. Die übrigen unhörbar.	Alle nahezu oder ganz unhörbar

Im Zusammenhang hiermit sei noch die Frage beleuchtet, bei welcher Tonhöhe überhaupt beim Abbau von Sprachklängen die erste merkbare Beeinträchtigung eines Sprachlautes einsetzt. Der betreffende Laut ist das *S*; C. Stumpf hat beobachtet, daß die erste eben merkbare Abstumpfung bei c^6, also etwa bei bei 8000 Hertz, einsetzt [21]). In einem Einzelfall gelang es auch noch eine Komponente bei d^6, also etwa über 9000 Hertz festzustellen.

In Erweiterung der bisherigen allgemeinen Angaben wollen wir nun die Ergebnisse der Messungen besprechen, welche H. Fletcher über die Verständlichkeit der Sprache in Abhängigkeit von dem zur Übertragung herangezogenen Frequenzbereich angestellt hat. Fletcher fügte zu diesem Zweck in die Übertragungsleitung ein Siebkettensystem, welches erlaubt, alle Frequenzen ober- oder unterhalb einer gewissen Grenzfrequenz abzuschneiden.

Fig. 9 bezieht sich auf die Verständlichkeit fortlaufenden Sprachtextes [22]); in dem Diagramm bezeichnet *N* diejenige Kurve, welche man erhält für ein System, das nur die niedrigen Frequenzen durchläßt, während Kurve *H* sich auf einen Versuch bezieht, bei dem nur höhere Frequenzen als die betreffende Grenzfrequenz durchgelassen werden.

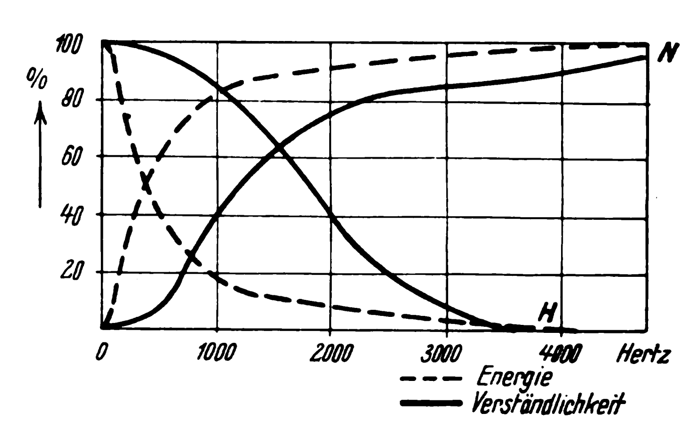


Fig. 9.
„Verständlichkeit der Sprache" nach H. Fletcher.

Fig. 10 zeigt die Verständlichkeit einzelner Laute der (amerikanischen) Sprache in analoger Darstellung, insbesondere zeigt diese Kurve auch quantitativ, wie gering die Verständlichkeit der Zischlaute wird, wenn man die Übertragung in dem Sinne verzerrt, daß die hohen Frequenzen abgeschnitten werden.

Über die Veränderung der Klangfarbe der Musikinstrumente beim Abschneiden bestimmter Frequenzgebiete hat K. W. Wagner [23]) Untersuchungen angestellt; die Klänge wurden einem elektrischen Schallempfänger zugeleitet, in dem Verstärker lag das Siebkettengebilde, der Verstärker steuerte einen Lautsprecher, als solcher diente der Bandsprecher. Über die Ergebnisse kann folgendes ausgesagt werden: Insbesondere die Violine wird durch das Abschneiden hoher Teilgebiete stark beeinträchtigt; wählt man 2000 Hertz

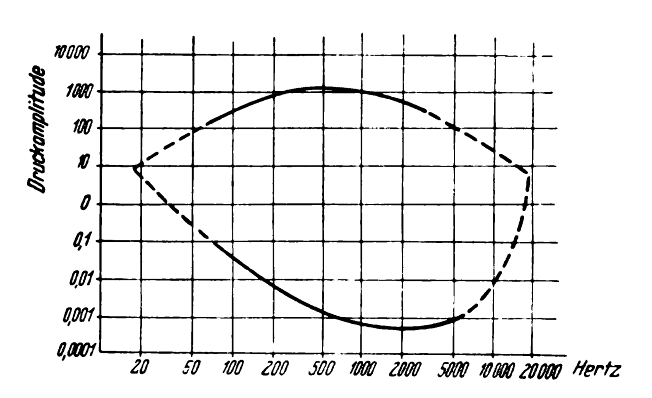


Fig. 11.
„Die Hörfläche" nach R. L. Wegel.

als obere Grenze, so nimmt der Klang den Charakter des Flötenklanges an, ist 4000 Hertz die obere Grenze, so fehlen immer noch wesentliche Obertöne, insbesondere kommt der Bogenstrich nicht zur Wiedergabe.

[20]) C. Stumpf, Beiträge zur Anatomie u. s. f., XVII, S. 182 ff., 1921.

[21]) C. Stumpf, Beiträge zur Anatomie u. s. f., XVII, S. 158, 1921.

[22]) H. Fletcher a. a. O.

[23]) K. W. Wagner, ETZ. 1924, S. 455.

Schneidet man beim Waldhorn die Teiltöne oberhalb 800 Hertz oder beim Piston diejenigen über 1300 Hertz ab, so klingt die Melodie weich und uninteressant.

Im Zusammenhang mit der Frage: in welcher Weise werden Sprache und Musik verändert, wenn bestimmte Teiltongebiete abgeschnitten werden, muß nun noch kurz die Frage gestreift werden, welches ist überhaupt der Frequenzbereich, welchen das Gehör als Schall empfindet.

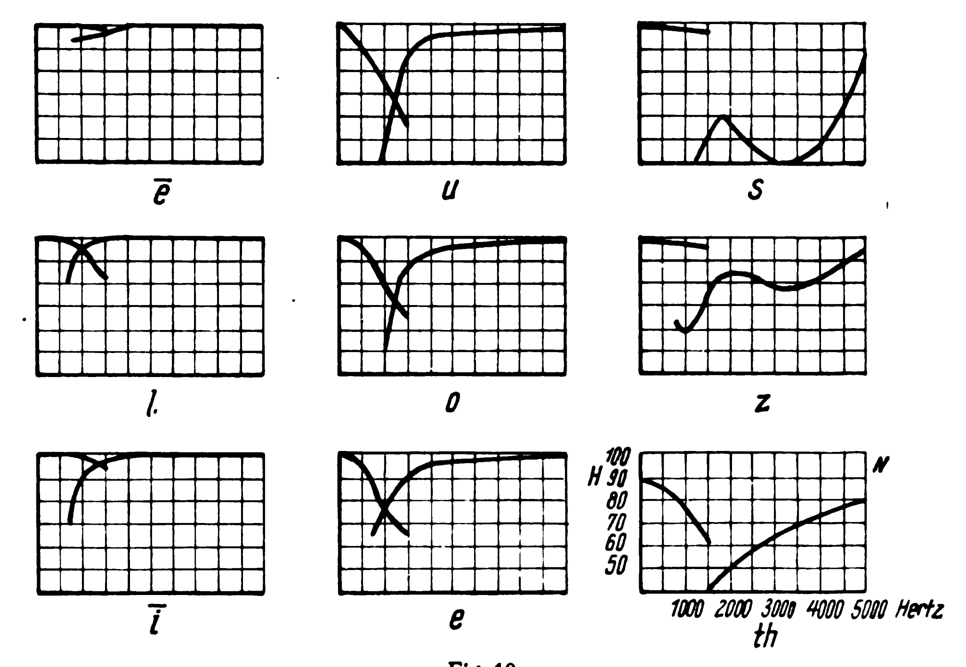


Fig. 10.
„Verständlichkeit einzelner Sprachlaute" nach H. Fletcher.

Die Frage der Hörbarkeitsgrenzen wird durch ein Diagramm beleuchtet, welches einer Arbeit von L. R. Wegel[24]) entnommen wurde. Wegel führte in den Gehörgang ein kleines Thermophon und bestimmte die Schwellenwerte der Gehörempfindung und der Schmerzempfindung. Die gefundenen Werte zeigt Diagramm 11, als Abszissen sind die Frequenzen in Hertz, als Ordinaten der quadratische Mittelwert der Druckamplitude aufgetragen. Nach der Bedeutung der Kurven ist eine Gehörempfindung also nur innerhalb der durch die Kurven eingeschlossenen Hörfläche möglich. Die Grenzen der Hörbarkeit liegen nach Wegel bei etwa 20 und 20000 Hertz; hierzu ist noch zu bemerken, daß die obere Hörgrenze bei zunehmendem Lebensalter etwas tiefer rückt, sie liegt mit 30 Jahren im Mittel bei etwa 16000, mit 50 Jahren bei 13000 Hertz[25]).

[24]) R. L. Wegel, Electrical Communication I, S. 43, 1922.

Zusammenfassung.

Nach Diskussion der theoretischen Grundlagen und nach kritischer Wertung der einzelnen Methoden werden die Ergebnisse der Klangforschung, soweit diese für die Probleme der Klangübertragung und -wiedergabe von Bedeutung sind, besprochen.

[25]) Vgl. hierzu insbesondere M. Gildemeister, Zeitschr. f. Sinnesphysiologie (5a) S. 161 ff., 1918.

Referate.

G. Anders. Quantitative Empfangsmessungen in der Funktelegraphie. Elektr. Nachr. Technik, Bd. **2**, S. 401—425, 1925, Heft 12.

Grundsätzlich ist die Bestimmung der Empfangsfeldstärke einfach, denn sie verlangt nur die Messung der von dem zu bestimmenden Felde in einem an dem betreffenden Orte angebrachten offenen Luftdraht oder in einem Rahmen von bekannten Konstanten erzeugten EMK oder des entstehenden Stromes. Die Schwierigkeiten liegen in der Bestimmung dieser Konstanten, in der Messung der schwachen Empfangsströme bzw. EMK und schließlich in der Vermeidung der Einflüsse von fremden Sendern und von Luftstörungen.

Zweckmäßig ist es, das Empfangsgebilde auf die zu empfangende Welle abzustimmen, da dann die Beziehungen besonders einfach werden.

Bei Verwendung eines offenen Empfangsluftdrahtes sind zu bestimmen:

1. Luftleiterstromstärke I_2 in (A).
2. Gesamtwiderstand (rein ohmisch) des abgestimmten Luftdrahtkreises R_2 (in Ω).

} oder die Luftleiter — EMK $E_2 = I_2 \cdot R_2$ (in V.).

3. Effektive Luftleiterhöhe h_2 in m.

h_2 kann bestimmt werden:

a) mit einem einige Wellenlängen entfernten Sendeluftleiter von bekannter effektiver Höhe h_1,

b) mittels eines am Orte des betreffenden Empfangsluftleiters aufgestellten Rahmens oder

c) nach dem Dreiecksverfahren von Pession[1]).

[1]) Pession, Radio Rev. **2**, 228, 1921.

Die Feldstärke ist:

$$\mathfrak{E} = \frac{I_2 \cdot R_2}{h_2} = \frac{E_2}{h_2} \text{ Volt/m.}$$

Bei Verwendung eines in die Richtung der Wellen gedrehten Empfangsrahmens von der Windungsfläche $A \cdot n$ (in m^2) ist nur die im abgestimmten Rahmenkreis erzeugte EMK $E_2 = J_2 \cdot R_2$ zu bestimmen. Es ergibt sich

$$\mathfrak{E} = \frac{3\,E_2 \cdot 10^8}{A \cdot n \cdot \omega} \text{ Volt/m oder } = \frac{E_2 \cdot \lambda}{2\pi \cdot A \cdot n} \text{ Volt/m,}$$

wobei ω die Kreisfrequenz und λ die Wellenlänge (in m) bedeutet.

Das einfachste Verfahren zur Messung der Empfangsfeldstärke besteht in der Einschaltung eines Hochfrequenz-Strommeßinstrumentes in einen auf die betreffende Welle durch einen Drehkondensator abgestimmten Rahmenkreis. Dieses Verfahren geht zurück auf F. Braun [2]) und ist für ungedämpfte Wellen zur Messung der Strahlungsleistung von H. Rausch von Traubenberg [3]) angewandt worden.

Das Verfahren ist aber nur zur Messung großer Feldstärken bis etwa 30 mV/m herab geeignet.

Durch Verwendung eines offenen Luftleiters an Stelle eines Rahmens lassen sich bedeutend geringere Feldstärken messen, etwa bis 0,5 mV/m herab.

Die Empfangsmessungen durch Strommessung unmittelbar im Luftdraht sind aber weniger durch die Grenze der mit diesem Verfahren erzielbaren Empfindlichkeit, als durch die geringe Resonanzschärfe des Luftdrahtkreises samt eingeschaltetem Meßinstrument beschränkt.

Zur Messung geringerer Empfangs-EMK, als sie unter Verwendung von Thermoelementen usw. gemessen werden können, kann man den Kristalldetektor in Verbindung mit einem Saiten- oder Schleifengalvanometer oder Fadenelektrometer benutzen. Er ist aber so wenig konstant, daß eine längere Zeit gültige Eichung nicht möglich ist. Man muß also bei seiner Verwendung Vorkehrungen treffen, seine Eichung jederzeit wiederholen zu können. Anordnungen dazu hat unter anderem L. W. Austin [4]) angegeben.

Der Kristalldetektor in Verbindung mit einem Fadenelektrometer, das sich besonders gut bei Messungen der Feldstärke von Morsetext sendenden Funkstellen und bei Luftstörungen bewährt (s. später), wurde von Th. Wulf [5]) angewandt. Der Nachteil der Inkonstanz des Kristalldetektors wird durch die von H. Behnken [6]) beschriebene Verwendung der lichtelektrischen (Spannungs-) Zelle in Verbindung mit einem Fadenelektrometer vermieden. Die Empfindlichkeit der Anordnung ist nur wenig geringer als bei Anwendung eines Kristalldetektors.

Dem Kristalldetektor in bezug auf Empfindlichkeit, Konstanz und Trägheitslosigkeit weit überlegen ist die Elektronenröhre in Audionschaltung.

Schon bei Anwendung von nur einer Röhre lassen sich mit einem Rahmen von 1,5 m Seitenlänge (Windungszahl und Windungsabstand optimal, der Wellenlänge entsprechend) Feldstärken bis herab zu etwa 3 mV/m messen (Fig. 1).

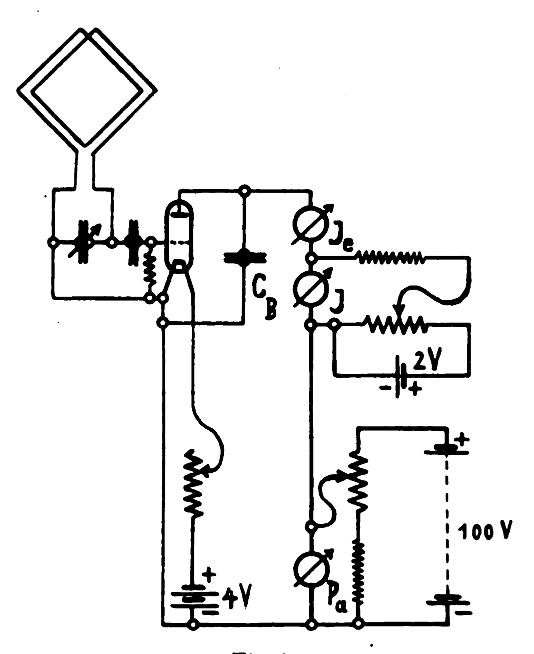


Fig. 1.
Rahmenmessung mit Audion und Galvanometer.

Kompensieren des Anodenruhestromes der Röhre ermöglicht die Verwendung eines hochempfindlichen Galvanometers, das auch geringe durch kleine Hochfrequenzspannungen auf der Gitterseite hervorgerufene Änderungen des Anodenstromes anzeigt. Werden Heiz- und Anodenspannung konstant gehalten, so bleibt die Eichung der Anordnung lange Zeit unverändert, selbst bei häufigem Platzwechsel bei Messungen im Gelände [7]). Die Einstellung der Anodenspannung geschieht mit einem Spannungsteiler und dem Spannungsmesser P_a. Die Heizstromstärke kann sehr genau unter Beobachtung des Emissionsstromes mit dem Strommesser I_e und Verbindung des Gitters mit der Anode eingestellt werden.

Die Eichung der Meßanordnung muß mit Hochfrequenz der betreffenden Wellenlänge ausgeführt werden. Als Hochfrequenzquelle dient ein kleiner Röhrensender, der auf einen Zwischenkreis arbeitet, in den ein Thermoelement mit Galvanometer und ein Rahmen zur induktiven Kopplung mit dem Empfangsrahmen eingeschaltet ist. Dieser Rahmen induziert in dem einige Meter entfernten Rahmen der Meßanordnung eine EMK von der Größe $E_2 = \omega\,M \cdot I_1\;V$, wobei ω die Kreisfrequenz, M die Gegeninduktivität zwischen beiden Rahmen in H und I_1 die Stromstärke in A im Senderrahmen ist. Die Eichung geschieht dadurch, daß für verschiedene ω die Abhängigkeit des Audiongalvanometerausschlages α von der Stromstärke I_1 im Erregerrahmen festgestellt wird. Zur Bestimmung der Feldstärke $\mathfrak{E}$ folgt dann aus den Beziehungen:

$$E_2 = \omega\,M \cdot I_1 \text{ und } \mathfrak{E} = \frac{3\,E_2 \cdot 10^8}{A \cdot n \cdot \omega} \text{ Volt/m,}$$

wobei A die Rahmenfläche in m^2 und n = Rahmenwindungszahl:

$$\mathfrak{E} = \frac{3\,M \cdot I_1 \cdot 10^8}{A \cdot n} \text{ Volt/m.}$$

[2]) Braun, F., Eine absolute Messung des vom Eiffelturm ausstrahlenden Feldes in Straßburg. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 8, S. 132 und 212, 1914.

[3]) Rausch von Traubenberg, H., Über die quantitative Bestimmung elektromagnetischer Strahlungsfelder in der drahtlosen Telegraphie. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 14, S. 569, 1919.

[4]) Austin, L. W., Quantitative Messungen mit dem Perikon-Detektor. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 6, S. 178, 1912 sowie 8, S. 575 und 594, 1914.

[5]) Wulf, Th., Phys. Zeitschr. 15, S. 611, 1914.

[6]) Behnken, H., Verh. d. D. Phys. Gesellschaft, 16, S. 668, 1914.

[7]) Bäumler, M., Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen in der Großstadt. E. N. T. 1, S. 160, 1924, Heft 5.

M kann entweder berechnet (z. B. nach von A. Esau[8]) angegebenen Formeln) oder durch Messungen ermittelt werden.

Verfahren von J. Hollingworth[9]). Bei der von Hollingworth entwickelten Empfangsmeßmethode (Fig. 2) wird die Empfindlichkeit des beschriebenen Rahmen-

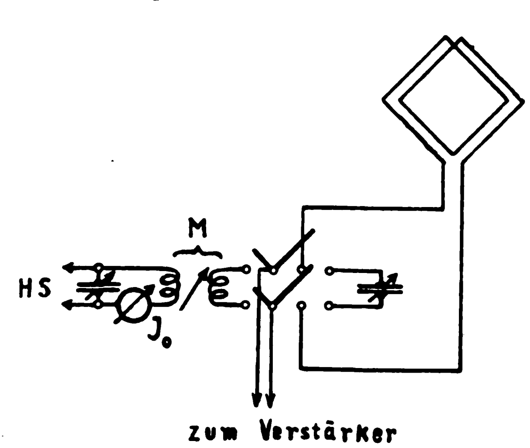


Fig. 2.
Verfahren von J. Hollingworth.

meßverfahrens durch die Anwendung eines Vielröhrenverstärkers (Hochfrequenzverstärkers) mit Widerstand-Kapazitäts-Kopplung zwischen den einzelnen Röhren gesteigert. Dies macht aber die dauernde Anwendung eines „Hilfssenders" zur Eichung notwendig. Durch den Umschalter wird der Verstärkereingang vom abgestimmten Empfangsrahmenkreis, der gleichzeitig unterbrochen wird, abgeschaltet und an eine durch die Gegeninduktivität M mit dem Schwingungskreis eines kleinen Röhrensenders gekoppelte Spule gelegt. Mittels des als Indikator im Anodenkreis des letzten Rohres liegenden empfindlichen Galvanometers wird durch Regelung von M und des mit Thermoelement gemessenen Hilfssenderstromes I_0 die vom Hilfssender am Verstärkereingang erzeugte Hochfrequenzspannung gleich der beim Empfang der Außenstelle vorhandenen gemacht.

Die Empfangsfeldstärke ist aus λ, J_0, M, dem Widerstand, der Windungsfläche und der Induktivität des Rahmens berechenbar. Die Einstellung des Hilfssenders auf die Frequenz des Außensenders und die Abstimmung des Rahmenkreises geschieht unter Verwendung von Überlagerer und Telephon. M wird mit Thermoelement und Dudellgalvanometer ermittelt.

Die geringste meßbare Feldstärke beträgt bei 10 km Wellenlänge etwa 0,5 mV/m.

Bei diesem Verfahren ist eine elektrische Abschirmung des Hilfssenders oder des Verstärkers nicht nötig, da immer nur ein Schwingungskreis eingeschaltet und Verstärker ohne Zwischentransformatoren verwendet werden.

Die Anordnung ist aber nur für Wellen über etwa 3000 m verwendbar (wegen des Widerstands-Kapazitätsverstärkers). Ferner ist die Selektivität wegen Primärempfanges und Fehlens der bei Überlagerung vorhandenen Tonselektion mangelhaft.

Verfahren von G. Vallauri[10]). Die von Vallauri angewandte Methode beruht auf der Verwendung zweier, zueinander senkrecht stehender Rahmen. Der eine dieser Rahmen ist in die Richtung maximaler Empfangsstärke gedreht, während im anderen Rahmen keine EMK induziert wird (Fig. 3). Mit dem abgestimmten Rahmenkreis, in den durch einen doppelpoligen Umschalter S abwechselnd die beiden Rahmen geschaltet werden können, ist durch die Gegeninduktivität M_1 ein abgestimmter Sekundärkreis gekoppelt, an dem der Empfangsverstärker liegt. Durch die Gegeninduktivität M_3 wirkt der Überlagerer $Ü$ auf den Sekundärkreis. In den Rahmenkreis ist außer den Abstimm- und Kopplungsmitteln eine Spule geschaltet, in der durch den Hilfssender HS über die Gegeninduktivität M_2 eine EMK erzeugt werden kann. Die Stromstärke I in der Erregerspule wird mit Thermoelement und Galvanometer gemessen; M_2 wird aus den räumlichen Dimensionen berechnet. Unter häufigem Hin- und Herschalten von S wird durch Regelung der Hilfssenderfrequenz sowie von I und M_2 Frequenz und Amplitude der vom Hilfssender im Rahmenkreise induzierten EMK E_2 gleich der vom Außensender erzeugten gemacht, was durch den Ton- und Lautstärkenvergleich im Empfangstelephon ermöglicht wird. Zur Vermeidung unerwünschter kapazitiver und induktiver Kopplungen sind die betreffenden Bestandteile der Anordnung weit entfernt voneinander aufgestellt (s. Fig. 3). Bei diesem Verfahren ist die Empfangsmessung während des normalen Sendens der zu messenden Funkstelle ausführbar.

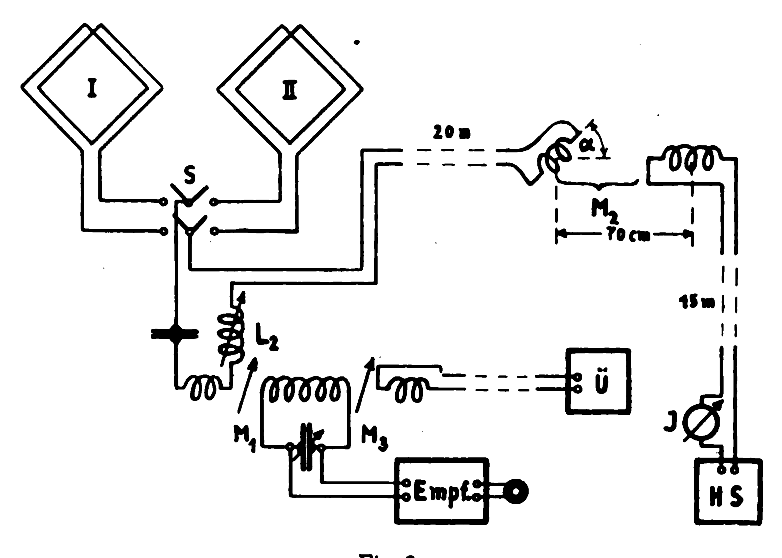


Fig. 3.
Verfahren von G. Vallauri.

Verfahren von M. Guierre[11]). Guierre hat auf einer Fahrt des französischen Kreuzers „Aldebaran" von Toulon nach Tahiti (Antipoden) fortlaufend die Empfangsfeldstärke der Sendestellen Lyon und Nantes nach einer Methode bestimmt, die sich von der Vallaurischen nur durch die Verwendung eines normalen „offenen" Schiffsluftleiters an Stelle des Empfangsrahmens und Weglassung des Ersatzkreises unterscheidet. Dafür machte sich eine besondere Sendeweise der beiden Funkstellen zu verabredeten Zeiten nötig, und zwar wurden 10 Sek.-Striche unterbrochen durch 10 Sek.-Pausen gesandt. Auf dem „Aldebaran" wurde jedesmal in der 10 Sek.-Sendepause ein Hilfssender eingeschaltet, der im Empfangsluftleiter eine regel- und berechenbare EMK induzierte.

[8]) Esau, A., Jahrb. d. drahtl. Telegr. 17, S. 242, 1921.

[9]) Hollingworth, J., Journ. Inst. Electr. Eng. 61, S. 501, 1923 und Electrician Nr. 2338, S. 251, 1923.

[10]) Vallauri, G., Measurement of the Electromagnetic Field of Transoceanic Radiographic Waves. Electrician, 86, S. 249, 1921.

[11]) Guierre, M., Radio Rev. 2, S. 621, 1921.

Verfahren von H. J. Round u. F. C. Lunnon[12]). Wie von M. Guierre wird an Stelle des Rahmens eine offene Empfangsanordnung verwendet. Um ein besonderes Senden für die Meßzwecke zu vermeiden, wird aber bei der Einschaltung des Hilfssenders der Empfangsluftdraht ab- und dafür ein künstlicher Luftleiter angeschaltet. Während Vallauri schädliche Kopplungen zwischen den einzelnen Teilen der Anordnung durch große Entfernungen zwischen denselben zu vermeiden sucht, wird dies hier durch Einkapselung von Hilfssender (samt Batterien), Meßkreis (samt Instrumenten) und Kopplungsspulen in einen innen und außen mit Kupferblech beschlagenen Kasten mit drei Abteilungen bezweckt.

Verfahren von Englund[13]). Englund hat zum Messen der Empfangsfeldstärke von Nauen ($\lambda = 13$ km) die in Fig. 4 dargestellte Schaltung angewandt. Die Hilfs-

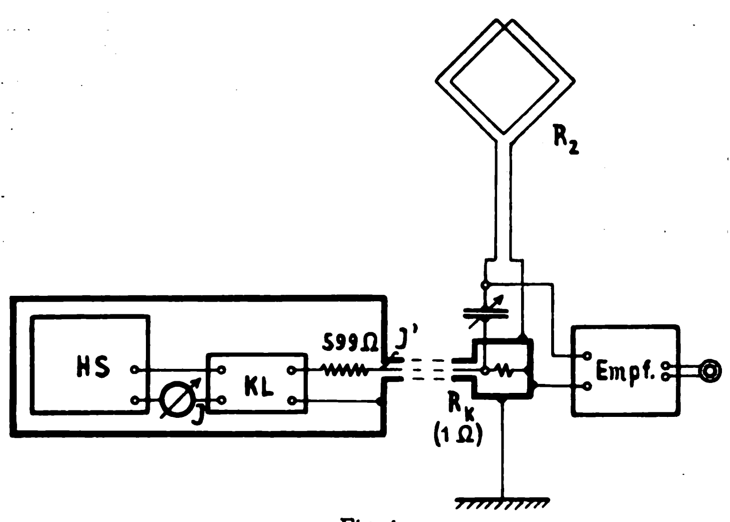


Fig. 4.
Verfahren von C. R. Englund.

sender-Energie wird anstatt durch induktive durch Widerstandskopplung R_k in einen Rahmenkreis eingeführt. Aus R_k, dem Rahmenkreiswiderstand R_2 und der Stromstärke I' in der Zuführungsleitung läßt sich die vom Hilfssender HS im Rahmenkreis erzeugte EMK leicht berechnen. Die Stromstärke I' ist für die unmittelbare Messung zu schwach. Zwischen Hilfssender und Kopplungswiderstand ist daher als Schwächungsglied eine aus Widerstands-H-Gliedern bestehende künstliche Leitung KL mit bekanntem Schwächungsfaktor F geschaltet. I' ist gleich $I \cdot F$, wobei die Stromstärke I mit einem Thermoelement gemessen wird. Hilfssender, Meßinstrument, künstliche Leitung und Kopplungswiderstand sind mit einem geerdeten Kupfermantel umgeben.

Für Rundfunkwellen von 200 bis 600 m Länge wurde die Methode von H. T. Friis durch Anwendung mehrerer Kunstgriffe abgeändert [14]), weil sich trotz sorgfältiger Abschirmung bei diesen Wellen eine schädliche Einwirkung der Hilfssenderenergie auf den Rahmen nicht vermeiden ließ. Durch diese Abänderungen ist jedoch das Verfahren bedeutend kompliziert worden.

Verfahren von L. W. Austin[15]). Mit einem abgestimmten Hochluftleiter ist ein abgestimmter Sekundärkreis gekoppelt, an dem ein Schwingaudion als einzige Empfangsröhre liegt. Der Strom im Empfangstelephon wird mittels eines tonfrequenten Hilfssenders, Thermoelements und Spannungsteilers gemessen und seine Beziehung zur Empfangs-Antennen-EMK von Zeit zu Zeit, je nach der Konstanz des Schwingaudions, nach dem normalen Hilfssenderverfahren unter Verwendung einer Widerstandskopplung ermittelt bzw. kontrolliert.

Neues Meßgerät für schwache Empfangsfeldstärken.

Im Telegraphentechnischen Reichsamt, Abt. Versuche, ist vom Verfasser eine Empfangsanordnung durchgebildet worden, mit der unter anderem in Berlin und Strelitz-Alt (Mecklenburg) monatliche mehrtägige Dauerempfangsmessungen der amerikanischen Großstationen Marion, Rocky Points I und II in Zusammenarbeit mit der Radio Corporation of America ausgeführt wurden [16]).

Ein künstlicher Luftleiter wird dadurch entbehrlich gemacht, daß (Fig. 5) der Sekundär-Empfangskreis durch die Gegeninduktivität M_1 mit einer Erdschleife Q gekoppelt ist, die mit einem Schalter abwechselnd in die Erdleitung des Luftleiterkreises und an die Enden einer Spule P von hoher Windungszahl und geringem Verlustwiderstand gelegt wird. Der so geschaffene (nicht abgestimmte) Spulenkreis ist über die Gegeninduktivität M_2 mit dem vom Hilfssender HS erregten Meßkreis gekoppelt. Der Spulenkreis mit seiner Erregerspule kann als ein Stromwandler aufgefaßt werden. Die Sekundärstromstärke I_2 wird mittels des Empfangsindikators gleich der Luftdrahtstromstärke gemacht. So können mit dem Stromwandler meßbare Luftdrahtströme

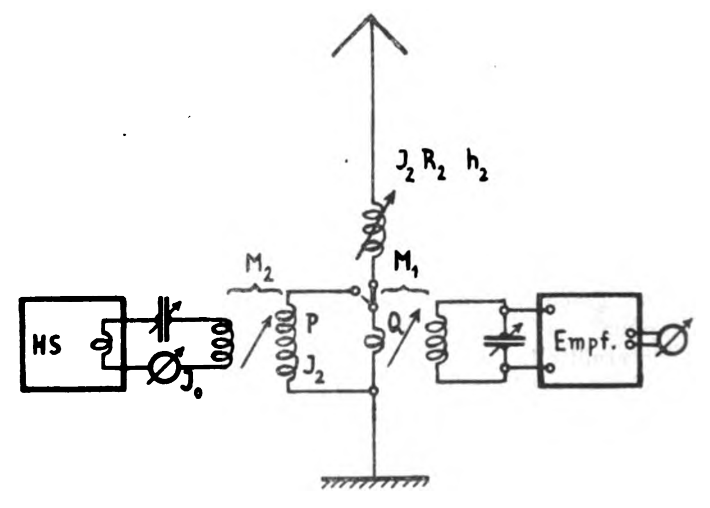


Fig. 5.
Schema des TRA-Verfahrens.

hergestellt werden, die mit Meßinstrumenten unmittelbar nicht meßbar sind.

Das Stromübersetzungsverhältnis $\ddot{u} = I_0/I_2$ ist:

$$\ddot{u} = \frac{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}}{\omega M_2},$$

[12]) Beschrieben in: „Discussion on Long-Distance Wireless Transmission". Journ. Inst. El. Eng. **59**, S. 685, 1921.
Auf dem gleichen Prinzip beruht die von L. Bergmann in der Telefunken-Zeitung **VII**, Nr. 39, S. 22, 1925 veröffentlichte Methode.

[13]) Englund, C. R., Proc. Inst. Rad. Eng. **11**, S. 26, 1923 und ETZ **45**, S. 1439, 1924.

[14]) Bown, R., Englund, C. R. und Friis, H. T., Radio Transmission Measurement, Proc. Inst. Rad. Eng. **11**, Nr. 2, 1923 und ETZ **45**, S. 1439, 1924.

[15]) Austin, L. W., Proc. Inst. Rad. Eng. **12**, S. 521, 1924.

[16]) Bäumler, M., Neue Untersuchungen über die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen. E. N. T. **1**, S. 50, 1924.

wobei R = Verlustwiderstand des Spulenkreises in Ω, L = Induktivität desselben in H, M_2 = Gegeninduktivität zwischen Primär- und Sekundärspule in H ist.

Bei verlustarmer Sekundärspule ist R^2 gegen $(\omega L)^2$ vernachlässigbar. Dann ist:

$$\ddot{u} = \frac{L}{M_2},$$

also unabhängig von Änderungen der Frequenz und des Spulenkreiswiderstandes (solange $(\omega L)^2 >> R^2$).

Zur Eichung des Stromwandlers wird auch in den Spulenkreis ein geeichtes Strommeßinstrument eingeschaltet, dessen Widerstand den Spulenkreiswiderstand nicht unzulässig vergrößern darf.

(Mit dem geeichten Stromwandler können sehr einfach Strommeßinstrumente mit Hochfrequenz geeicht werden, die durch Reihenschaltung mit einem mit Gleichstrom geeichten Hochfrequenzmeßinstrument nicht eichbar sind.)

Auch die Anwendung des Rahmens zur Messung schwächster Feldstärken gestattet das Verfahren. So läßt sich mit einem Rahmen von 3 m Seitenlänge, $n = 30$ Windungen und $R_2 = 10$ Ohm Verlustwiderstand bei 10 km Wellenlänge noch eine Feldstärke von $10\,\mu V/m$ gut messen.

Als Empfangsindikator hinter dem aus Hochfrequenzverstärker, Überlagerer und Niederfrequenzverstärker bestehenden Empfänger dient ein Wulfsches Einfadenelektrometer in idiostatischer Schaltung in Verbindung mit einem Spannungstransformator, dessen Primärwicklung in Reihe mit dem Empfangstelephon geschaltet ist.

Das transportable Empfangsmeßgerät ist für einen Wellenbereich von 200 m bis 25000 m sowohl mit offenem Luftleiter als mit Rahmen benutzbar.

Das grundsätzliche Schaltbild bei Luftdrahtempfang zeigt Fig. 6.

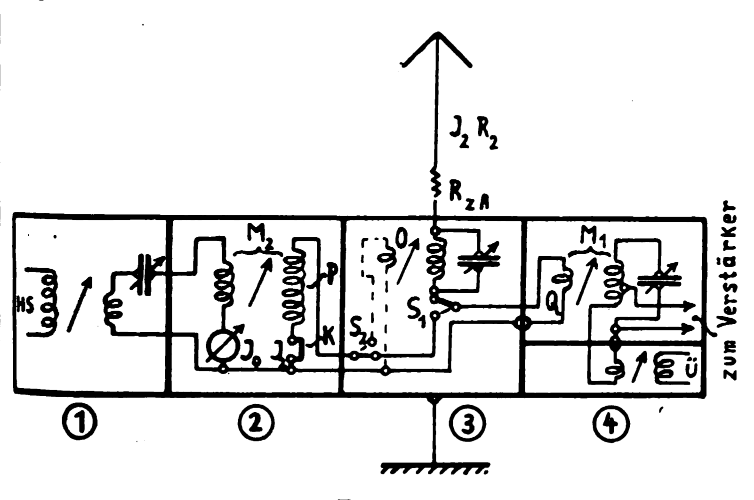


Fig. 6.
Schaltbild bei Luftdrahtempfang.

Das Gerät besteht aus 4 Kästen. In dem Kasten 1 (Fig. 6) befindet sich der Hilfssender und ein Teil des Meßkreises, in dem Kasten 2 der Stromwandler. Der Kasten 3 enthält die Luftdraht- bzw. Rahmenabstimmittel, die Erregerschleife O für die Widerstandsbestimmung von Luftdraht bzw. Rahmenkreis und 3 Umschalter: S_1 = Hauptumschalter zur wechselweisen Einschaltung der Erdschleife Q in den Luftleiter- bzw. Rahmenkreis und den Spulenkreis, S_2 = Umschalter zur Einschaltung der Schleifen Q oder O in den Spulenkreis. Auf dem Kasten 3 befindet sich der Zusatzwalzenwiderstand R_{zA}, an den die Luftdrahtzuführung angeschlossen ist, und der bei der Luftleiterkreis-Widerstandsbestimmung benutzt wird. Der Kasten (4) enthält die Erdschleife Q, den Sekundär-Empfangskreis und einen 2fach-Hochfrequenzverstärker. Im unteren Teile dieses Kastens befindet sich der Überlagerer.

Ein 3fach-Niederfrequenzverstärker, ein Tonkreis zur Erhöhung der Selektivität und das Elektrometer befinden sich außerhalb der abgeschirmten Kästen. Alle Handgriffe zur Einstellung der Meßanordnung können während der Beobachtung der Elektrometerausschläge bedient werden.

Die namentlich bei kurzen Wellen wegen der räumlichen Ausdehnung von Luftleiter bzw. Rahmen kaum zu vermeidende unmittelbare Einwirkung des Hilfssenders auf Luftleiter oder Rahmen (s. z. B. Verfahren von Friis) kommt bei dem neuen Meßverfahren nicht in Frage, da Luftdraht und Hilfssender nur abwechselnd über die Erdschleife Q auf den Empfänger einwirken.

Da beim Schalten auf den Hilfssender kein künstlicher Luftleiter angewandt wird, vielmehr Luftdraht- und Spulenkreis in ihrem elektrischen Verhalten ganz verschieden sind, ist aber auf die Größe der Gegeninduktivität M_1 zwischen Empfangskreisspule und Erdschleife Q zu achten.

Praktisch findet man die Grenze der zulässigen Größe von M_1, indem man die Abhängigkeit des Elektrometerausschlages von der Luftleiter-Empfangskreiskopplung einmal bei der Empfangsschaltung und andererseits bei der Hilfssenderschaltung feststellt, nachdem man vorher bei loser Kopplung den vom Hilfssender erzeugten Ausschlag gleich dem von dem Außensender hervorgerufenen gemacht hat.

Zur Vermeidung schädlicher Kopplungen wird ein mehrfacher Schutz angewandt:

1. Verwendung von streuungsarmen „Differentialspulen“ zur Verminderung der unerwünschten induktiven Kopplungen,
2. Symmetrie der Schaltung zur Verminderung der störenden kapazitiven Kopplungen,
3. Lückenlose Umkleidung der einzelnen Kästen mit Kupferblech und zweckmäßige Verbindung der Schaltung mit dieser Kupferhülle zur Beseitigung der restlichen Störkopplungen.

Zur Abstimmung der ganzen Anordnung auf eine zu messende Sendestelle sind 3 Einstellungen nötig:

1. Die Abstimmung des Luftleiterkreises,
2. die Abstimmung des Empfangskreises (Sekundärkreises),
3. die Überlagererabstimmung.

Alle 3 Abstimmungen geschehen durch Einstellung auf maximalen Elektrometerausschlag und können dadurch schneller und genauer ausgeführt werden als bei Einstellung maximaler Lautstärke im Empfangstelephon. Sehr wesentlich für die schnelle und zuverlässige Abstimmung ist die Unabhängigkeit der 3 Einstellungen voneinander. Die Empfangs- und Luftleiterkreisabstimmung sind voneinander unabhängig, weil die Kopplung zwischen beiden Kreisen sehr lose ist. Von diesen beiden Abstimmungen ist wiederum die Überlagererabstimmung unabhängig, weil die Resonanzlage des tonfrequenten Teiles der Anordnung vom Tonkreise unabhängig von der am Niederfrequenzverstärker vorhandenen Eingangsspannung angegeben wird.

Von Einfluß auf die Meßgenauigkeit sind, abgesehen von der Ablesegenauigkeit des Elektrometerausschlages, nur 2 Einstellungen: 1. Die Luftdrahtabstimmung und 2. die Frequenzeinstellung des Hilfssenders. Wegen der relativ großen Dämpfung des Luftleiterkreises ist bei kleinen Frequenzschwankungen des Senders seine Nachstimmung nicht erforderlich.

Die Frequenzeinstellung des Hilfssenders ist sehr genau durch Tonhöhenvergleich mit dem Empfangstelephon möglich.

Eine ungenaue Abstimmung der andern Kreise verursacht keine Meßfehler. Durch eine unscharfe Abstimmung des Empfangskreises oder des Überlagerers wird lediglich die Selektivität und die Empfindlichkeit verringert. Die Abstimmung des Meßkreises dient nur dazu, die Oberwellen des Hilfssenders zu unterdrücken und eine maximale Energieentziehung aus diesem zu ermöglichen.

Maßgebend für die Meßgenauigkeit ist ferner die Proportionalität zwischen Empfangskreis-EMK und Elektrometerausschlag, die bei der neuen Meßanordnung gut gewahrt ist.

Folgende Prüfungen der Meßgenauigkeit des neuen Empfangsmeßverfahrens wurden vorgenommen: Bei einem der Königs-Wusterhausener Sender ($\lambda = 7200$ m) wurde die Sendestromstärke in bestimmten Zeitabständen willkürlich und dem Empfangsbeobachter unbekannt geändert. Die jeweilig vorhandene Sendestromstärke und die gemessene Empfangsstromstärke wurden notiert, wobei zur Vermeidung von Verwechslungen jeder Sendeabschnitt durch eine mit Morsezeichen gesandte Zahl gekennzeichnet war. Das Verhältnis der gemessenen Sende- und Empfangsstromstärken zeigte sich mit großer Genauigkeit konstant.

Eine weitere, und zwar absolute Prüfung wurde im Juni 1923 unter Mitwirkung der Funkstelle Nauen bei 13 km Wellenlänge vorgenommen. Nauen sandte zunächst einen „Dauerstrich" mit seiner normalen Luftdrahtstromstärke, so daß in Berlin die Empfangs-Luftleiterstromstärke I_2 unmittelbar in der Antenne gemessen werden konnte. Nun wurde die Sendestromstärke unter Konstanthaltung der Frequenz auf den 130. Teil herabgesetzt. Die in Berlin dann mit der neuen Empfangsanordnung gemessenen Werte der Empfangsfeldstärke bzw. der Empfangsströme mußten nun im gleichen Verhältnis zur Sendestromstärke stehen wie vorher. Die prozentuale Abweichung gegenüber dem beim Versuch mit starken Strömen festgestellten Verhältnis war im Mittel $+4\%$. Dabei muß man berücksichtigen, daß sich diese Abweichung aus den Meßfehlern des mit einem Stromwandler versehenen großen Nauener Hizdrahtinstrumentes, des kleinen Hitzdrahtinstrumentes beim zweiten Versuch, der Anordnung zur Messung der starken Empfangsströme und schließlich der eigentlichen Empfangsmeßanordnung zusammensetzen.

Einen Schluß auf die mit der beschriebenen Meßanordnung bei der Messung schwacher Feldstärken vorhandene Meßgenauigkeit kann man auch aus den Ergebnissen der in Berlin und auf der etwa 100 km entfernten Versuchsfunkstelle Strelitz-Alt ausgeführten Parallel-Empfangsmessungen von amerikanischen Großfunkstellen ziehen. Diese Parallelmessungen wurden anläßlich der über ein ganzes Jahr ausgedehnten Empfangsmessungen der amerikanischen Stationen Marion (*WSO*, $\lambda = 11{,}6$ km) und Rocky Points I (*WQK*, $\lambda = 16{,}5$ km) ausgeführt. Es fanden jeden Monat dreitägige Dauerbeobachtungen statt, während deren die zwei Stationen abwechselnd alle 20 Minuten gemessen wurden (zu vereinbarten Zeiten). Über die Ergebnisse dieser Messungen hat M. Bäumler[17]) berichtet. Eine graphische Darstellung der Meßreihe vom 8. bis 10. März 1923 zeigt die Fig. 7 (Abb. 8 der Arbeit von M. Bäumler). Die Übereinstimmung der in Berlin und Strelitz gemessenen Feldstärken ist angesichts der zeitweilig sehr starken Luftstörungen befriedigend. Gegenseitige Abweichungen der Meßpunkte wurden bei schnellen Schwankungen der Empfangsfeldstärke, die besonders nachts auftraten, auch durch zeitliche Differenzen der Parallelmessungen verursacht. Ferner besteht die Möglichkeit, daß auch tatsächliche Unterschiede der Empfangsfeldstärken bei den 100 km entfernten Meßstellen (namentlich nachts) aufgetreten sind.

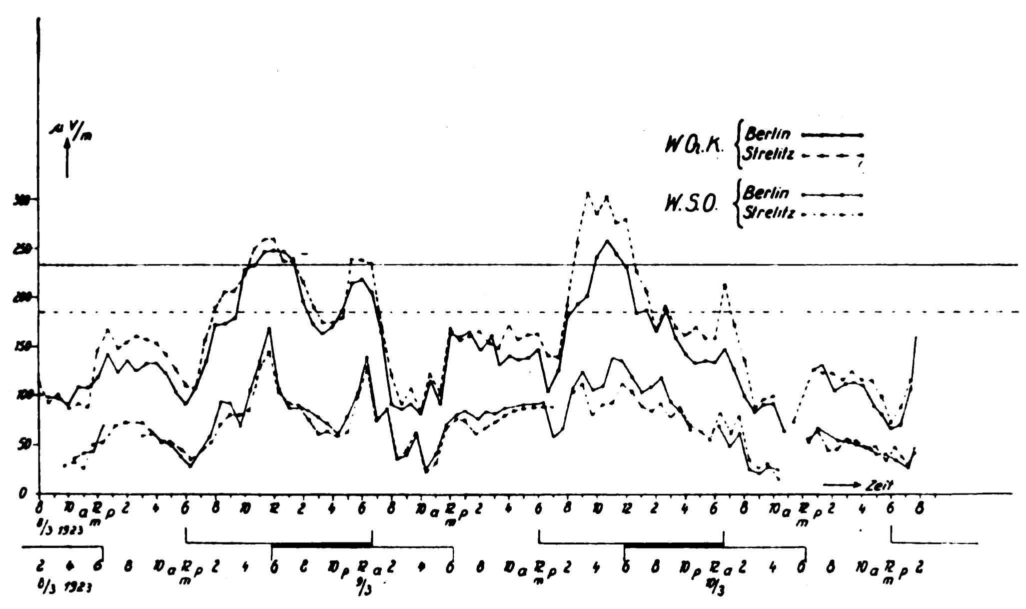


Fig. 7.
Parallel-Empfangsmessungen in Berlin und Strelitz-Alt.

Die Prüfung eines Empfangs-Meßgerätes auf Zuverlässigkeit der mit ihm erzielten Meßergebnisse ist von größter Wichtigkeit und kann nicht sorgfältig genug erfolgen. Die mit nicht genau geprüften Methoden erhaltenen Ergebnisse sind unzuverlässig und daher abzulehnen.

Das in der Zeit von Mitte 1921 bis Mitte 1923 durchgebildete Empfangs-Meßgerät des TRA erfüllt weitgehendste Anforderungen an vielseitige Verwendbarkeit, Empfindlichkeit, Zuverlässigkeit und leichte Bedienbarkeit.

G. Anders.

---

[17]) Bäumler, M., Neue Untersuchungen über die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen. E. N. T. 1, S. 50, 1924, Heft 2.

R. Bown, D. K. Martin und **R. K. Potter.** (Department of Development and Research der Am. Telephone and Telegraph Co.) Studien über die Wellen im Rundfunk. (Some studies in radio broadcast transmission.) Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 75—131, 1926.

Es handelt sich bei den ausgedehnten Untersuchungen um das systematische Studium der Übertragung der Rundfunkstation 2 X B der Bell Telephone Laboratorien in West Street, New York, nach zwei Empfangsstationen, von denen die eine bei Stamford (Connecticut), etwa 55 km West-Nord-West von New York, die andere bei Riverhead (L. J.), etwa 110 km westlich von New York, lag. Die Frequenzen, mit denen gearbeitet wurde, waren meist in der Gegend von 600 000/sec. ($\lambda = 500$ m). Da bei den meisten der Versuche eine unbedingte Konstanz der Senderfrequenz Bedingung war, so wurde der 5-kw-Sender in New York durch einen piezoelektrischen Oszillator mit der Frequenz 610 000/sec. gesteuert. Bei den oszillographischen Aufnahmen wurden zwei Drehspul-Oszillographen verwendet, deren Spulen in Serie geschaltet waren und von denen der eine sein Lichtbündel auf eine sehr rasch bewegte Trommel mit einem Film, der andere auf einen langsam bewegten photographischen Papierstreifen warf.

1. Übertragung einer einzigen Frequenz.

Die Frequenz war $6{,}10 \cdot 10^5$/sec, die Niederfrequenz, die daraus im Empfänger durch einen Überlagerer hergestellt wurde, 250/sec. Der Niederfrequenzstrom wurde dem Oszillographen zugeführt. Die Oszillogramme zeigen die außerordentlich starken Schwankungen der Amplitude bei Nacht (Schwunderscheinung). Die Periode der Schwankungen ist ziemlich lang (mehrere Sekunden), ändert sich aber mit der Zeit, so daß sie zu gewissen Zeiten verhältnismäßig groß, zu anderen wieder erheblich kleiner war.

2. Übertragung von modulierten Schwingungen.

Die Frequenz des Senders von $6{,}10 \cdot 10^5$/sec wurde mit der Frequenz 250/sec und bei anderen Versuchen mit 500/sec moduliert, so daß also im letzteren Fall die Frequenzen $6{,}105 \cdot 10^6$ (oberes Seitenband), $6{,}100 \cdot 10^6$ (Trägerwelle) und $6{,}095 \cdot 10^6$/sec (unteres Seitenband) entstanden. Durch einen Überlagerer wurden daraus im Empfänger drei Niederfrequenzschwingungen hergestellt, und die Verfasser zeigen, daß die entstehenden Niederfreqenzschwingungen dasselbe Amplituden- und dasselbe Phasenverhältnis haben, wie die drei Hochfrequenzschwingungen, aus denen sie entstanden sind. Die drei Niederfrequenzschwingungen wurden durch Siebketten voneinander getrennt und je einem Oszillographen zugeführt und die Oszillogramme der drei Schwingungen auf demselben Streifen aufgenommen. Die Aufnahmen beweisen unzweifelhaft, daß die Maxima und Minima der Amplituden bei den drei Schwingungen nicht zusammenfallen, d. h. also, daß die Schwankungen der Intensität bei den Schwunderscheinungen von der Frequenz abhängen. In Fig. 1 ist der zeitliche Verlauf der Amplitude bei den drei Schwingungen nach den Oszillogrammen gezeichnet, wobei der Zeitmaßstab so verkürzt ist, daß die auf der Zeitachse angegebenen Einheiten 25 Sekunden bedeuten. Diese Kurven illustrieren das eben Gesagte [1]); sie zeigen aber noch mehr. Während die Kurven der Trägerwelle in keinem erkenntlichen Zusammenhang mit den Kurven der beiden Seitenbänder stehen (Kurven 2 und 3), stehen die Kurven der beiden

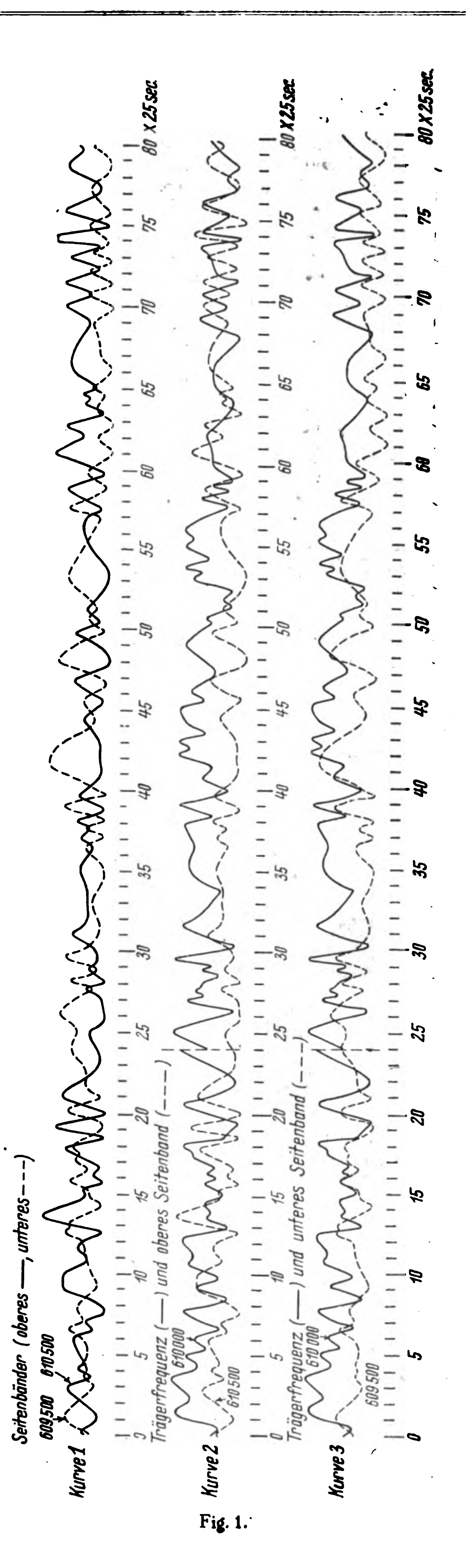


Fig. 1.

[1]) Aufnahmen bei Tag unter sonst genau gleichen Umständen ergaben bei allen drei Frequenzen keinerlei Schwankungen der Amplitude.

Seitenbänder (1) augenscheinlich in der Beziehung zueinander, daß einem Maximum der einen Kurve ein Minimum der anderen entspricht.

Diese Ergebnisse sprechen sehr für die Auffassung, daß es sich um eine Interferenzerscheinung handelt, derart, daß die Wellen sich einmal längs des Bodens und dann längs einer oder mehrerer anderer Wege fortpflanzen. Eine größere Zahl von anderen Wegen kann aber nicht vorhanden sein, sonst müßten die Maxima und Minima verwaschener sein. Nimmt man den einfachsten Fall, daß außer dem Weg längs des Erdbodens nur ein einziger anderer vorliegt, so würde aus den Kurven 1, die einem Frequenzunterschied von 1000/sec entsprechen, zu folgern sein, daß der Gangunterschied der einen Welle von derjenigen der anderen sich um $\lambda/2$ oder um ein ungerades Vielfaches von $\lambda/2$ unterschieden haben muß.

3. Versuche mit veränderlicher Frequenz.

Bestätigt wird diese Folgerung durch eine weitere Gruppe von Untersuchungen. Dabei wurde die Frequenz des Senders durch einen rasch umlaufenden Kontakt (9 Umdrehungen/Min.), der der Reihe nach verschiedene Kapazitäten einschaltete, in 15 Stufen, und zwar im ganzen um 2280/sec geändert, so daß also alle 15 Frequenzen in etwa 7 Sekunden durchlaufen wurden. Im Empfänger wurden die Zeichen in der schon oben beschriebenen Art oszillographisch aufgenommen. Der Gedanke dabei war der, daß in der kurzen Zeit eines Zyklus von Frequenzen sich die atmosphärischen Bedingungen so wenig ändern, so daß jedenfalls in erster Annäherung nur der Einfluß der Frequenz zum Ausdruck kommt. Die Bilder, die man erhielt, waren von der Art von Fig. 2. Sie zeigen unmittelbar den Einfluß der Frequenz

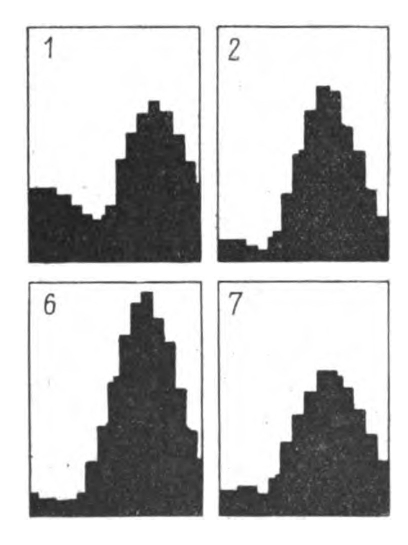


Fig. 2.

und ferner, daß z. B. die Minima sich bei einem Frequenzunterschied von etwa 2000/sec — die ganze Breite des Bildes entspricht 2280/sec — wiederholen. Außer einer großen Anzahl derartiger Aufnahmen, die einer sorgfältigen Diskussion unterzogen wurden besonders auch mit Rücksicht darauf, daß die Aufnahmen bei den einzelnen Frequenzen nicht genau derselben Zeit entsprechen, konnte der Schluß gezogen werden, daß bei einem Frequenzunterschied von 2200/sec der Vorgang sich wiederholt. Daraus folgt dann, daß der Unterschied zwischen den beiden Wegen der Wellen (vgl. oben) $3 \cdot 10^5 : 2200 = 136{,}5$ km betragen muß. Nimmt man an, daß der hypothetische zweite Weg derjenige eines Strahls ist, der schief nach oben in die Atmosphäre ausgesandt und in der Höhe h von einer leitenden Schicht reflektiert wird, so würde sich daraus $h = 110$ km ergeben (die Entfernung zwischen Sender und Empfänger war 110 km).

4. Örtliche Unterschiede in der Feldstärke.

Aus einer großen Zahl von Messungen der Feldstärke bei Tag ließen sich Niveaulinien konstruieren, die in anschaulicher Weise die Verteilung der Feldstärke bis zu einer Entfernung von 150 Wellenlängen vom Sender darstellen. Ein tiefes Minimum ist hervorgerufen durch den Schatten der hohen Gebäude von New York. Kleinere Minima und Maxima zu beiden Seiten dieses Schattens sind augenscheinlich auf Interferenzen zurückzuführen: sie ändern ihre Lage mit Änderung der Wellenlänge und werden mit wachsender Entfernung vom Hindernis ausgesprochener als in unmittelbarer Nähe desselben. — Die Regionen geringer Tag-Feldstärke sind im allgemeinen diejenigen, die bei Nacht unter besonders starker Sprachverzerrung leiden.

5. Verzerrung durch unbeabsichtigte Modulation der Frequenz.

Die Senderwellen wurden durch die Frequenz 264/sec moduliert und bei Nacht sowohl mit einer vertikalen Antenne als mit zwei Rahmenantennen, deren vertikale Ebenen einen Winkel von 90° miteinander bildeten, oszillographisch aufgenommen. Es zeigte sich einmal, daß der zeitliche Verlauf der Empfangsamplitude in den drei Antennen durchaus verschieden war — es kann in der vertikalen Antenne ein Minimum vorhanden sein, während die beiden Rahmenantennen verhältnismäßig große Werte zeigen —, außerdem daß die Form der in den verschiedenen Antennen aufgenommenen Niederfrequenzschwingungen ganz verschieden ist (Fig. 3 gibt ein Beispiel dafür, die Kurven derselben Horizontalreihe entsprechen denselben Zeiten); die Form ändert sich tatsächlich dauernd mit der Zeit.

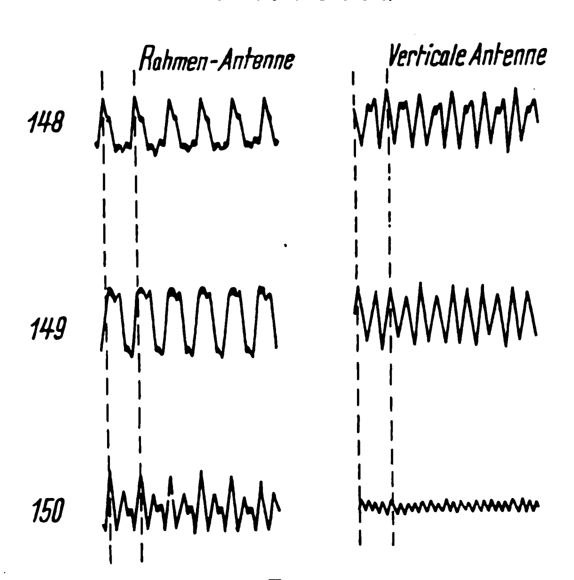


Fig. 3.

Daß die Verzerrung in den verschiedenen Antennenformen verschieden ist, muß dahin gedeutet werden, daß das elektrische Feld der Wellen bei Nacht sowohl eine vertikale als eine horizontale Komponente besitzt, deren Verhältnis sich fortgesetzt ändert.

Den Grund dafür, daß überhaupt eine Verzerrung bei Nacht eintritt, suchen die Verfasser im folgenden. Versuche, über die in der Arbeit ebenfalls berichtet ist und bei denen die Frequenz des Senders periodisch geändert wurde, hatten ihnen gezeigt, daß — infolge der von der Wellenlänge ab-

hängigen Interferenz der Wellen — bei Nacht im Empfänger eine sehr starke Verzerrung eintritt und daß infolge davon Frequenzen im Empfänger erscheinen, die der Sender gar nicht enthält (vgl. Fig. 24 der Arbeit). Sie vermuten deshalb, daß bei den gewöhnlichen Sendern, bei denen die Modulationsröhren direkt auf die Senderöhren wirken, außer der beabsichtigten Modulation der Amplitude auch noch eine unbeabsichtigte Modulation der Frequenz eintritt dadurch, daß bei der Modulation die Bedingungen des Röhrensenders periodisch geändert werden und damit auch seine Frequenz sich ändert. Es wird experimentell nachgewiesen, daß das tatsächlich der Fall ist. Wenn die Verzerrung von dieser Frequenzmodulation herrührt, so ist zu erwarten, daß sie erheblich besser wird, wenn man einen Sender verwendet, dessen Frequenz stabilisiert ist. Zu diesem Zweck wurden die gewöhnlichen Senderöhren nur als Verstärker benutzt und durch einen besonderen Röhrensender mit Hochfrequenzverstärkung gesteuert.

Die Aufnahmen bestätigen die Richtigkeit der Vermutung. Besonders interessant sind diejenigen, bei denen der zeitliche Verlauf der Amplitude der Trägerwelle und ihrer 2. und 3. Harmonischen getrennt aufgenommen wurden. Bei dem Sender, dessen Frequenz stabilisiert war, fehlen diese Harmonischen auch bei Nacht fast vollständig, während sie bei dem normalen Sender unter sonst gleichen Bedingungen im starken Maß auftreten. Praktische Versuche bewiesen durchaus die Überlegenheit des Senders mit konstanter Frequenz in bezug auf Freiheit von Verzerrung. Am Schluß zeigen die Verfasser durch eine sehr anschauliche Konstruktion, wie die Verzerrungen zustande kommen, wenn die Senderfrequenz sich periodisch ändert und die Wellen sich auf zwei verschiedenen Wegen zum Empfänger fortpflanzen, so daß ihr Amplituden- und Phasenverhältnis sich dauernd ändert.

6. Folgerung für den Bau von Telephoniesendern.

Wenn eine Hochfrequenzschwingung mit der Kreisfrequenz p durch eine Niederfrequenzschwingung mit der Kreisfrequenz v moduliert ist, so ist die modulierte Schwingung von der Form

$$e = A\,[1 + a \sin (vt + \varphi)] \sin pt$$

oder

$$e = \frac{A_1 a}{2} \cos (pt + vt + \varphi_1) \quad \text{(oberes Seitenband)}$$
$$- \frac{A_2 a}{2} \cos (pt - vt - \varphi_2) \quad \text{(unteres Seitenband)}$$
$$+ A_3 \sin pt \quad \text{(Trägerwelle)}$$

In unmittelbarer Nähe des Senders ist $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$ und $A_1 = A_2 = A_3 = A$. Am Empfänger können aber φ_1 und φ_2 und ebenso A_1, A_2 und A_3 infolge der Interferenz der Wellen verschiedene Werte haben.

Der Strom J in einem Detektor mit quadratischer Charakteristik ist von der Form

$$J = \frac{a}{2} A_3 [A_1 \sin (vt + \varphi_1) + A_2 \sin (vt + \varphi_2)]$$
$$+ A_1 A_2 \frac{a^2}{4} \cos (2\,vt + \varphi_1 + \varphi_2).$$

Daraus können folgende Schlüsse gezogen werden.

a) Die beiden ersten Ausdrücke enthalten die Amplitude A_3 der Trägerwelle als Faktor. Wenn also diese Amplitude infolge von Schwunderscheinungen gerade Null ist, so verschwindet im Empfänger der zu übermittelnde Ton von der Kreisfrequenz v, obwohl die beiden Seitenbänder vielleicht mit voller Amplitude vorhanden sind. Es ist ein unangenehmer Nachteil der gewöhnlichen Telephonie, die mit der Trägerwelle und den beiden Seitenbändern arbeitet, daß die Amplitude der Niederfrequenzschwingung im Empfänger allen Schwankungen der Amplitude der Trägerwelle folgt. Es müßte danach günstiger sein, wenn man die Trägerwelle im Sender unterdrückt und sie erst im Empfänger wieder hinzufügt.

b) Wenn ein Seitenband bei der Übertragung verschwunden ($A_1 = 0$), aber die andere und ebenso die Trägerwelle geblieben ist, so bekommt man im Empfänger doch den Ton mit der Kreisfrequenz v. Darin liegt also ein Vorteil des Arbeitens mit beiden Seitenbändern. Wenn aber die Phasenverschiebung der beiden Seitenbänder zufällig 180° beträgt und die Amplituden ungefähr gleich sind, so kann der Ton im Empfänger ausfallen, obwohl die Trägerwelle und die beiden Seitenbänder mit voller Amplitude ankommen. In diesem Fall würde es also richtiger sein, wenn das eine Seitenband nicht mit übertragen würde.

Überlegt man sich die verschiedenen Möglichkeiten, so kommt man zu dem Schluß, daß das Arbeiten mit nur einem Seitenband — Unterdrückung des anderen Seitenbandes und der Trägerwelle nach der Methode von J. R. Carson — mit Rücksicht auf die Schwunderscheinungen am günstigsten sein würde.

Es wurden dann noch vergleichende Versuche gemacht zwischen der gewöhnlichen Übertragung mit Trägerwelle und zwei Seitenbändern und der Übertragung mit Trägerwelle und nur einem Seitenband. Die oszillographischen Aufnahmen zeigen einen kleinen Vorteil der letzteren Methode bezüglich der Schwunderscheinungen. Die Verfasser sind der Ansicht, daß diese Aufnahmen die Auffassung bestätigen, wonach die Unterdrückung eines Seitenbandes und der Trägerwelle am günstigsten sein würde. Sie kommen aber selbst zu dem Schluß, daß es trotzdem nicht richtig sein würde, Rundfunkstationen in dieser Weise zu betreiben. Wenn der Sender in einer Stadt ist, so sind die meisten Empfänger so nahe, daß die Schwunderscheinungen für sie überhaupt kaum in Betracht kommen; da Empfänger für einen Sender mit unterdrückter Trägerwelle viel komplizierter sind, so würde es unbillig sein, mit Rücksicht auf die verhältnismäßig geringe Zahl der entfernteren Empfänger der großen Zahl von nahen Empfängern diese Komplikation zuzumuten.

J. Zenneck.

E. V. Appleton. Über die täglichen Änderungen in der Übertragung mit extrem kurzen Wellen. (On the diurnal variation of ultra-short wave wireless transmission.) Proc. Cambridge Phil. Soc. **23,** 155—161, 1926.

Die Fragen, um die es sich in der Arbeit handelt, sind im wesentlichen dieselben, wie in der Veröffentlichung von A. H. Taylor und E. O. Hulburt, über die in diesem Jahrbuch **28,** 30, 1926, berichtet wurde, und die Herrn Appleton erst nach Abschluß seiner eigenen Arbeit zu Gesicht gekommen ist. Infolge davon erübrigt sich ein ausführliches Referat. Auf einzelne Bemerkungen in der Arbeit möchte ich aber hinweisen.

1. Während bei den Rundfunkwellen (300 bis 500 m) im allgemeinen die Intensität der Zeichen bei Nacht wächst gegenüber derjenigen bei Tag, wenn auch in einem ganz veränderlichen Verhältnis, kommt es bei extrem kurzen Wellen von z. B. 30 m Wellenlänge häufig vor, daß die Zeichen bei Tag laut, bei Nacht dagegen unhörbar sind. — Bei langwelligen Stationen sei es bei Tag nicht selten, daß sie auf mäßige Entfernungen unhörbar, dagegen auf viel größere Entfernungen wieder leicht aufnehmbar seien.

2. Aus dem Radius der toten Zone haben der Verfasser und B a r n e t t (vgl. dieses Jahrb. **27**, 123—124, 1926) den Schluß gezogen, daß zur Erklärung der beobachteten Erscheinungen eine Elektronenkonzentration von $10^5/cm^3$ angenommen werden muß, wenn man als Träger der Leitfähigkeit der Atmosphäre Elektronen voraussetzt. Nimmt man *H*- bzw. *N*-Ionen an, so werden die entsprechenden Zahlen $4 \cdot 10^8/cm^3$ bzw. $3 \cdot 10^9/cm^3$.

3. Wenn es, wie auch der Verfasser annimmt, richtig ist, daß der äußere Radius der toten Zone bestimmt ist durch die Grenzstrahlen, die bei der in der Atmosphäre vorhandenen Elektronenkonzentration gerade noch zur Erde zurückgekrümmt werden — Strahlen, die unter steilerem Winkel nach oben ausgesandt werden, treffen die Erde überhaupt nicht mehr, Strahlen, die unter kleinerem Winkel den Sender verlassen, kommen in größerer Entfernung zur Erde zurück, als die Grenzstrahlen —, so ergeben sich folgende Konsequenzen:

a) Da eine bestimmte Elektronenkonzentration bei Nacht erst in größerer Höhe vorhanden ist als bei Tag, so muß den Radius der toten Zone bei Nacht größer sein als bei Tag, wie es die Erfahrung auch zeigt.

b) Außerhalb der toten Zone soll aus demselben Grunde die Intensität der Zeichen und damit die Reichweite bei Nacht größer sein als bei Tag, da die zur Erde zurückgekrümmten Strahlen bei Nacht ihre Wege in viel größeren Höhen und damit mit geringerer Absorption zurücklegen als bei Tag.

c) Aus demselben Grunde ist der Radius der toten Zone und die Reichweite am größten in Winternächten.

d) Da an den äußeren Rand der toten Zone nur ein Strahl, eben der Grenzstrahl, gelangt, so können dort Interferenzeffekte, wie sie sonst durch zwei verschiedene Wege hervorgerufen werden, nicht eintreten. Tatsächlich beobachtet man, daß die sogenannten Schwunderscheinungen gerade am Rand der toten Zone weniger ausgesprochen sind, als in größeren Entfernungen. Wenn man dort überhaupt Schwankungen in der Intensität beobachtet, so sind dafür nach dem Verfasser die Änderungen in dem Polarisationszustand der Wellen verantwortlich zu machen.

4. Am Schluß berechnet der Verfasser die minimale Wellenlänge, bei der ein von der Antenne in horizontaler Richtung ausgesandter Strahl eben wieder zur Erde, und zwar in der größtmöglichen Entfernung zurückgekrümmt wird. Er findet unter der Annahme einer Elektronenkonzentration von $10^5/cm^3$ am Ort des Scheitels der Bahn und in einer Höhe dieses Scheitels von 60 km $\lambda_{min} = 10$ m. Nach dieser natürlich nur sehr unsicheren Schätzung würden also kürzere Wellenlängen für die Telegraphie auf große Entfernungen unbrauchbar sein. Umgekehrt würden sich aus Messungen über die minimal zulässige Wellenlänge Anhaltspunkte zur Berechnung der Elektronenkonzentration und der Scheitelhöhe ergeben.

J. Z e n n e c k.

Albert W. Hull und **N. H. Williams.** E i g e n s c h a f t e n v o n S e k u n d ä r s t r a h l e n r ö h r e n m i t S c h u t z g i t t e r. (Charakteristics of shielded-grid pliotrons.) Phys. Rev. **27**, 432—438, 1926, Nr. 4.

Doppelgitterröhren, bei denen das Steuergitter gegen die elektrostatische Einwirkung der Anode abgeschirmt ist, sind bekannt. Gegenüber den von W. S c h o t t k y [1]) angegebenen unterscheiden diese sich dadurch, daß die elektrostatische Kapazität zwischen Anode und Steuergitter auf ein Minimum gebracht wird. Dies ist besonders für Hochfrequenzverstärkung wichtig. Die Konstruktion der Röhre beruht darauf, nicht nur das Steuergitter durch das Schutzgitter von der Anode abzuschirmen, sondern auch sämtliche Zuleitungen und Haltedrähte des Steuergitters. Die einfachste und vollständigste Lösung bestand in einer Metallscheibe, die oben am Schutzgitter befestigt war und mit einem innen oder außen an der Gehäusewand befestigten Metallrohr in Verbindung stand. Die Glühkathode ist mit *H* bezeichnet (Fig. 1),

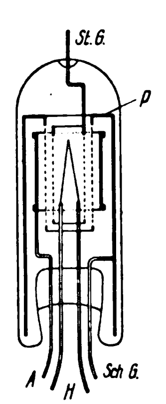


Fig. 1.

das Steuergitter mit *StG*, die Anode mit *A*, das Schutzgitter mit *SchG* und seine obere Metallplatte mit *P*. Die durch Sekundäremission an den Gittern und der Anode bedingten Abhängigkeiten des Anodenstromes von der Anodenspannung sind für drei verschiedene Fälle im Original dargestellt. Die zwischen Anode und Steuergitter wirkende Kapazität wurde bei einer kalten Röhre durch Substitution bestimmt. Sie war bei einer Röhre mit Drahtgitter 0,025 cm, bei einem Gitter auf Blechscheiben 0,0055 cm. Bei gewöhnlichen Dreielektrodenröhren liegen die Kapazitätswerte ohne Sockel zwischen 2,5 und 5,5 cm, mit Sockel zwischen 11 und 36 cm. Die Gitteranodenkapazität ist also hier auf 10 bzw. 2 Promille des normalen Wertes herabgedrückt.

Das Verhalten eines Pliotrons mit Schutzgitter ist sehr einfach im Vergleich zu einer gewöhnlichen Dreielektronenröhre. Bei dieser ist der Anodenstrom bei Hochfrequenz eine komplizierte Funktion von 7 Röhrenkonstanten: Abhängigkeit des Anodenstromes von der Anoden- und Gitterspannung, des Gitterstromes von den Anoden- und Gitterspannungen und die drei inneren Röhrenkapazitäten zwischen Anode und Gitter, Anode und Kathode und Gitter und Kathode. Bei dem Schutzgitterpliotron hat man nur eine Konstante. Die Abhängigkeit der Anoden- und Gitterströme von der Anodenspannung ist durch das Schutzgitter fast verschwunden. In Verstärkerschaltung mit Gittervorspannung ist der Gitterstrom Null. Der Ladungsstrom des Gitters ist hier nicht als Röhrenparameter anzusehen, wie bei gewöhnlichen Röhren, wo die effektive Gitterkapazität von der Anodenspannung abhängt. Die Kapazität zwischen Anode und Gitter ist auch nahezu Null. Man hat nur noch die Abhängigkeit des Anodenstromes von der Gitterspannung, die Steilheit der Betriebscharakteristik. Die Spannungsverstärkung ist das Produkt dieser Steilheit und dem induktiven Widerstand des Anodenkreises. Die Verstärkung pro Stufe ist nur durch letztere Größe begrenzt. In Reihenschaltung ist die Verstärkung nur durch die Randbedingungen begrenzt. Die Anfangsspannung darf nicht kleiner sein als der Schroteffekt, die verstärkte Ausgangsspannung kann nicht über die Spannung der Anodenbatterie hinausgehen. Die Röhren sind für Verstärkungszwecke ausgezeichnet. Ihre Fabrikation ist nicht beabsichtigt.

E. L ü b c k e.

[1]) W. S c h o t t k y, Arch. f. Elektrot. 8, S. 299 ff., 1920.

Albert W. Hull. Messung der Hochfrequenzverstärkung mit Schutzgitterpliotrons. (Measurement of high frequency amplification with shielded-grid pliotrons.) Phys. Rev. **27**, 439—454, 1926, Nr. 4.

Die in der vorgenannten Arbeit beschriebene Röhre wird zum Bau eines Hochfrequenzverstärkers benutzt. Bei der vierfachen Kaskade ist jede Röhre mit ihrer Schaltung in einen geerdeten und geschlossenen Kasten aus Weißblech eingeschlossen. Die Anodenspannung beträgt 110 Volt, die Spannung am Schutzgitter 60 Volt. Die Anodenkreise sind Resonanzkreise, die durch einen Drehkondensator abgestimmt werden. Die Gitterkreise sind über einen kleinen Kondensator angekoppelt und haben einen Ableitungswiderstand von 1 Megohm. Unter Verstärkung wird das Verhältnis der Wechselspannung auf der Anodenseite zu der des Gitters verstanden. Beide Spannungen werden mit einem Galvanometer unter Zwischenschaltung von geeigneten Thermokreuzen oder Detektoren gemessen.

Bei einer sehr langen Welle von 6000 km ergibt sich ohne Schwierigkeit mit einer Röhre eine 200fache Verstärkung.

Bei 400 m Wellenlänge ist die Verstärkung mit einer Röhre etwa 40—45fach, mit 2 Röhren 1700fach, mit drei Röhren 75000fach. Die Verstärkung mit 2 bzw. 3 Röhren entspricht also sehr gut der zweiten bzw. dritten Potenz der der einzelnen Röhre.

Bei 300 m Wellenlänge ist die Verstärkung pro Röhre etwa 40fach. Mit 6 Röhren ergibt sich so eine zweimillionenfache Verstärkung für eine Eingangsspannung zwischen 1 und 10 Mikrovolt. Bei 1 Mikrovolt wird der Schroteffekt gerade übertroffen. Bei sehr kurzen Wellen (30 m) sind die dielektrischen und Widerstandsverluste so groß, daß man mit normalen Spulen im Anodenkreis nur dreifache Verstärkung pro Röhre erhält, mit 5 Röhren also 250fache. Durch Verwendung einer besonders verlustfrei gewickelten Spule wird die Verstärkung pro Röhre auf 7 erhöht. Bei 5facher Kaskade liegt die Verstärkung zwischen 10000 und 15000. Diese ist mit Sicherheit und ohne Störungen zu erzielen. Für noch kürzere Wellen von 2—3 m muß man Überlagerungsschaltungen benutzen und die resultierende Schwingung von 3000 m Wellenlänge verstärken.

Als weitere Beispiele für die Verwendung dieser Hochverstärkerröhre sind noch die Verstärkung von Photoströmen und die Konstanthaltung von Schwingungen mittels piezoelektrischer Kristalle genannt. Die Verstärkung der in lichtelektrischen Zellen auftretenden Spannungen ist für die Bildtelegraphie von praktischer Bedeutung. Gegenüber einer normalen Dreielektrodenröhre gibt hier eine Röhre mit Schutzgitter eine etwa 30mal höhere verstärkte Spannung. — Bei der Benutzung von piezoelektrischen Resonatoren könnte man die Frequenz bis auf 1 für eine Million konstant halten. Um diesen Schwingungskreis zum Konstanthalten einer Senderfrequenz oder zum Messen einer Wellenlänge auszunutzen, muß man ihn mit anderen Kreisen koppeln. Die Rückwirkung dieser Kreise bewirkt aber Frequenzänderungen um 10 bis 100 für eine Million, hauptsächlich wegen der Anodengitterkapazität der zweiten Röhre, die als fremdgesteuerte Senderröhre dient, während die Schwingungen der ersten vom piezoelektrischen Resonator beeinflußt werden. Da diese Kapazität der zweiten Röhre nach dem vorstehenden Referat verschwindend klein ist, ist bei Verwendung dieser Röhre die Gefahr der Frequenzänderung durch Rückwirkung vollkommen wermieden, und man kann die Frequenz unabhängig von der Abstimmung des Nutzkreises bis auf jede gewünschte Genauigkeit konstant erhalten. Die Untersuchungen sind im Research Laboratory der General Electric Co., Schenectady, durchgeführt.

E. Lübcke.

Fremdsteuerung mittels piezoelektrischen Oszillators. (Piezo crystal control.) Electrician **96**, S. 524, 1926.

Die Fremdsteuerung einiger Sender der KDKA-Station (Westinghouse) in den Vereinigten Staaten mittels eines Quarzoszillators wird kurz beschrieben.

Der piezoelektrische Kristall ist mit einer 5-Watt-Röhre als ein Oszillator genau bekannter und konstanter Frequenz geschaltet, der eine 250-Watt-Röhre steuert. Diese Röhre steuert dann über eine weitere Verstärkerstufe zweier parallelgeschalteter 250-Watt-Röhren die eigentlichen wassergekühlten Senderöhren.

Bei der Kopplung der einzelnen Verstärkerstufen mußte große Sorgfalt darauf verwandt werden, Rückkopplung und damit Selbsterregung des ganzen Systems zu vermeiden.

A. Scheibe.

A. Hund. Handhabung und Anwendung piezoelektrischer Oszillatoren. (Uses and possibilities of piezoelectric oscillators). Sonderdruck des Inst. of Radio-Eng. nach einem Vortrag vom 5. 5. 1926, 23 Seiten.

1. Nach einer kurzen Besprechung der Geschichte der Piezoelektrizität behandelt der Verfasser eingehender die in Fig. 1 wiedergegebene Oszillatorschaltung (Gitterableitung?) mittels eines Quarzkristalles. Um das Einsetzen der Schwingungen zu erleichtern, wird der Kondensator C_1 parallel zu L_1 gelegt. C_1 und L_1 werden so gewählt, daß Abstimmung des Schwingungskreises auf eine der gewünschten Quarzfrequenzen möglich ist. Liegt der Quarz zwischen Gitter und Kathode, so setzen die Schwingungen dann ein, wenn man den Kondensator C_1 von kleinen Kapazitätswerten her der Resonanzstellung nähert. Die Schwingungen reißen dicht am Resonanzpunkt vom Kreis $C_1 L_1$ ab. Liegt der Quarz zwischen Anode und Gitter, so ist die Kapazität C_1 von größeren Werten her der Resonanzstellung zu nähern. Das Aufschaukeln der Schwingungen erfolgt meist innerhalb eines Bruchteils einer Sekunde, manchmal beträgt diese Zeit jedoch verschiedene Sekunden. Die Ursache hiervon sucht Hund in schlechter Piezoeigenschaft des Quarzes, ungünstiger Selbstinduktion L oder geringer Bewegungsmöglichkeit der Quarzplatte.

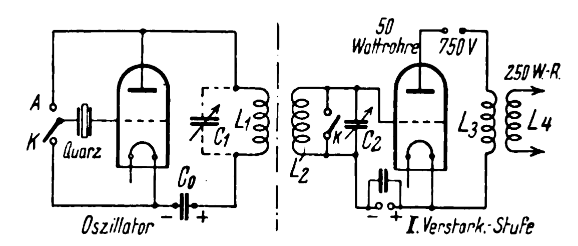


Fig. 1.

2. Der Verfasser beschreibt ausführlich die Methode, nach der im Bur. of Stand. aus dem Quarzkristall die Platten herausgeschnitten und zugerichtet werden. Er fand, daß bei fast allen Platten drei Grundfrequenzen vorherrschten, die im allgemeinen von der Dicke und den beiden Längsausdehnungen abhängen. Nur in dem Falle der Frequenz f_3 (in Kilohertz) besteht die einfache Beziehung:

$$f_3 = \frac{2870}{d},$$

darin ist d die Dicke der Quarzplatte in mm (in Richtung des elektrischen Feldes, bzw. der wirksamen Piezoachse). Die beiden anderen Frequenzen f_1 und f_2, die infolge der größeren Längenausdehnung wesentlich niedriger liegen, sind nur im Falle der Kreisplatten, wie sie von Hund meist verwandt werden, in einfacher Weise vom Radius r der Kreisplatte abhängig (Frequenz in Kilohertz, r in mm):

$$f_1 = \frac{2715}{2r}; \quad f_2 = \frac{3830}{2r}.$$

Das Entstehen der Frequenzen f_1 und f_3 ist aus der Theorie der Piezoelektrizität erklärbar, das der Frequenz f_2 ist nach ihr dagegen nicht verständlich. Der Verfasser gibt drei Möglichkeiten hierfür an.

3. Der Quarzoszillator gibt außer der gewählten, sehr starken Grundfrequenz noch viele Harmonische, deren Vorhandensein jedoch durch den Anodenkreis bedingt ist. Man darf sie nicht mit den in keinem ganzzahligen Verhältnis stehenden, also nicht harmonischen „Oberschwingungen" der Quarzplattenfrequenz, die nur bei Resonatorschaltung des Quarzes auftreten, verwechseln.

4. Die Eichung von Frequenzmessern mit dem Oszillator wird ausführlich besprochen. Infolge der geringen Schwingungsenergie ist meist Verstärkung notwendig. (Fig. 1.) Dabei ist jedoch Sorge dafür zu tragen, daß keine Rückkopplung in den Verstärkerstufen möglich ist. Den Verstärkerröhren wird eine solche negative Gitterspannung gegeben, daß bei nicht schwingendem Quarz der Anodenstrom unterdrückt wird. Das Fehlen der Rückkopplung bei schwingendem Quarz kann mittels des Schlüssels K kontrolliert werden.

Beim Arbeiten mit den Frequenzen f_3 ist im Gitterkreis des Quarzoszillators meist eine Hilfsspannung erforderlich, um den Quarz überhaupt zum Schwingen bringen zu können. (Nähere Angaben darüber fehlen.)

5. Besonders bemerkenswert sind die Schaltungen zur Erzeugung von Tonfrequenzen mittels der Quarzplatten. Da es nicht möglich ist, derartig große Platten, wie sie hierfür gebraucht würden, zu bekommen, gibt Hund drei verschiedene Hilfsmittel an, die trotz der hohen Eigenfrequenzen der Quarzplatten die Erzeugung von Tonfrequenzen gestatten.

Erstens: Die Schwingungen zweier Quarzoszillatoren mit unterschiedlichen Grundfrequenzen, z. B. 100 und 99 Kilohertz, werden in üblicher Weise zur Erzeugung der Tonfrequenz 1000 überlagert. Dabei ist es zweckmäßig, eine der beiden Röhren gleichzeitig zur Hörbarmachung der Frequenz als Detektor zu schalten. Infolge der gegenseitigen nicht zu vermeidenden Beeinflussung der Sender ist der Ton nicht ganz konstant, er schwankt um etwa 10—20 Hertz.

Zweitens: Die beiden Quarzplatten werden mit ihren beiden Elektroden parallel geschaltet und an die Elektroden einer einzigen Röhre nach Fig. 1 angeschlossen. Der Oszillator liefert bei passender Wahl von C_1 und L_1 beide Schwingungen gleichzeitig Die Schwingungen setzen jedoch wesentlich schwerer ein, z. T. unterdrückt die eine Quarzschwingung die andere völlig. Das Vorhandensein der Tonfrequenz ist öfters an einem kurz auftretenden Pfeifen zu erkennen. Mit dem Drehkondensator C_1 ist auf größte Lautstärke einzuregulieren.

Drittens: Die beiden Quarzplatten werden als eine einzige Stufenplatte nach Fig. 2 aus dem Kristall herausgeschliffen. Zur Erzeugung des Tones werden die Grundfrequenzen f_3 verwandt, deren Größe durch die beiden Dicken d' und d'' bestimmt wird. Es ist klar, daß z. B. bei einer Grundfrequenz von 100 000 Hertz und einem verlangten Schwebungston von einigen Tausend Hertz die Stufenhöhe (=Dickendifferenz) noch kaum sichtbar ist. In Fig. 3 ist die von Hund verwandte Oszillatorschaltung gezeichnet; die erste Röhre ist die eigentliche Schwingröhre, die zweite Röhre

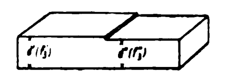


Fig. 2.

dient zur Niederfrequenzverstärkung. Der Verf. nennt die Schaltung: „self-starting" arrangement. Um die Schwingungen anzustoßen, soll ein fester Kondensator überbrückt

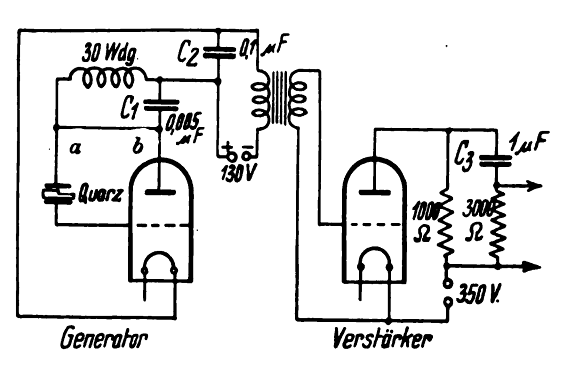


Fig. 3.

werden (wahrscheinlich der Kondensator C_1), in der Fig. ist diese Brücke zwischen a und b eingezeichnet. (Nähere Angaben, z. B. auch über die Gitterableitung im Generator, fehlen.)

A. Scheibe.

A. Hund und **H. B. Groot.** Hochfrequenzwiderstand und -Selbstinduktion der beim Rundfunkempfang gebräuchlichen Spulenarten. (Radio-Frequency resistance and inductance of coils used in broadcast reception.) Techn. Pap. of the Bur. of Standards, Nr. 298, 1925.

Die beiden Verfasser haben von sechs verschiedenartig gewickelten Empfängerspulen im Frequenzbereich des Rundfunkes den Widerstand und die Selbstinduktion untersucht. Der Vergleich erstreckte sich über folgende Spulenformen: ein- und mehrlagige Zylinderspulen, zwei- und mehrlagige Zylinderspulen mit Stufenwicklung, enge Korbspulen (narrow basket weave), weite Korbspulen (loose basket weave), Flachspulen (radial basket weave) und Honigwabenspulen. Um den Vergleich durchführen zu können, wurden sämtliche Spulen auf gleiche Selbstinduktion bei der Frequenz von 1000 Hertz abgeglichen. Der Durchmesser der Spulen schwankte dabei zwischen 57 und 81 mm, die Spulenhöhe bzw. -Windungszahl war dann durch die verlangte Selbstinduktion bestimmt. Die Spulen waren bis auf die Zylinderspulen Luftspulen. Als Drahtmaterial wurde sowohl verschieden starker Massivdraht als auch Litze verwandt. Der Gleichstromwiderstand schwankte daher je nach Spulenform und Drahtsorte ganz beträchtlich.

Selbstinduktion und Widerstand wurden in einer Differentialbrücke gemessen. Dementsprechend erhalten die Verf. die scheinbare Selbstinduktion L (apparent induktance) und den Hochfrequenzwiderstand R (radio-frequency resistance), die wesentlich von der Spulenkapazität und der Frequenz mitbestimmt werden. Die beiden Verfasser haben die Spulenkapazitäten leider nicht ausgerechnet bzw. bestimmt, so daß man besonders den Kurven für die Wider-

standserhöhung nicht ablesbar entnehmen kann, inwieweit diese durch den Skineffekt und durch dielektrische Verluste bedingt wird. Relativ ergeben die Kurven jedoch genügend vergleichbare Werte, um ein Urteil über die Güte der Spulenform fällen zu können.

Tabelle 1.

Nr.	Spulenform	Ω R_0	R in Ω		L in Mikrohenry			
			$9 \cdot 10^5$ Hertz	$15 \cdot 10^5$ Hertz	$3 \cdot 10^5$ Hertz	$5 \cdot 10^5$ Hertz	$9 \cdot 10^5$ Hertz	$15 \cdot 10^5$ Hertz
A_{28}	Einlagige Zylinderspule .	3,15	9	14	294	296	314	355
A_L	" " .	1,25	5,5	10,5	—	—	—	370
E_{28}	Zweilagige Zylinderspule	2,75	—	>1800	340	450	—	—
G_{28}	Dreilagige Zylinderspule mit Stufenwindungen .	2,70	21	55	—	300	322	395
G_L	Dreilagige Zylinderspule mit Stufenwindungen .	0,88	10	42	—	—	325	418
F_{28}	Enge Korbspule . . .	2,97	14	31	294	298	316	371
F_L	" " . . .	1,07	9	30	—	—	322	387
T_{28}	Weite Korbspule . . .	3,19	8	14	292	295	311	355
T_L	" " . . .	1,21	4,5	14	—	—	—	—
C_{28}	Flachspule	3,59	10	18	298	304	320	376
C_L	"	1,24	6	17	—	—	322	392
D_{28}	Honigwabenspule . . .	3,31	23	73	292	300	338	500
D_L	" . . .	1,11	10	42	299	—	340	480

In der Tabelle 1 sind von mir aus dem reichlichen Kurvenmaterial für einige Spulen als Vertreter ihrer Gattung die Werte für die Selbstinduktionen und Widerstände zusammengestellt, um eine Vergleichsmöglichkeit zu haben. Der Index 28 bzw. L in der ersten Spalte bedeutet, daß massiver Draht (Nr. 28 A. W. G. d. c. c. w.) bzw. Litze verwandt wurden. Demnach ergibt sich, daß die weite Korbspule und die einlagige Zylinderspule die geringste Widerstands- und Selbstinduktionserhöhung aufweisen. Andererseits ist in diesem Frequenzbereich bei sämtlichen Spulen mit Litzendraht die Widerstandszunahme noch geringer, während die Selbstinduktionsänderung annähernd dieselbe bleibt. Diese Widerstandsdifferenz ist also hauptsächlich durch den Skineffekt bedingt.

Um den Einfluß von Bindematerial zu erkennen, wurde die auf Hartgummi gewickelte einlagige Zylinderspule mit verschiedenstem Bindemittel bestrichen. Tabelle 2 gibt die Resultate wieder.

Tabelle 2.

Frequenz Hertz	Bindemittel					
	Luft Ω	Kollodium Ω	Lack A Ω	Lack B Ω	Schellack Ω	Paraffin Ω
$3 \cdot 10^5$	3,9	3,8	3,8	3,9	3,7	3,9
$6 \cdot 10^5$	5,9	5,5	5,3	5,7	5,6	6,0
$9 \cdot 10^5$	8,5	8,0	7,7	8,5	8,8	9,0
$12 \cdot 10^5$	11,3	11,0	11,5	12,0	12,8	13,3
$15 \cdot 10^5$	14,2	14,4	16,4	15,9	17,2	18,5

A. Scheibe.

Patentschau.

Von **Carl Lübben.**

Erzeugung von hochfrequentem Drehstrom.

D.R.P. 431 870, Klasse 21 a[4], Gruppe 6 (Lorenz), pat. vom 24. Februar 1925, ausgegeben am 16. Juli 1926.

Bei der Frequenztransformation verschwindet unter Umständen die Phasenverschiebung. Erfindungsgemäß wird Zweiphasenstrom benutzt und nach Frequenztransformation der hochfrequente Zweiphasenstrom in bekannter Weise (z. B. durch die Scottsche Schaltung) in Dreiphasenstrom umgewandelt.

Kurzwellen-Doppelröhrensender (Tandemschaltung).

Brit Pat. 251 609 vom 28. April 1925 (Westinghouse Electric Co., Amerika), ausgegeben am 7. Juli 1926.

Es handelt sich um die bekannte Doppelröhrenschaltung (Tandemschaltung). Erfindungsgemäß wird eine besondere durch Vereinigung beider Röhren erhaltene Röhre benutzt. Die Anoden A_1 und A_2 (Fig. 1) bilden einen Teil der Wandung und sind mit Glasteilen G zu einem geschlossenen Gefäß verbunden. Die Anodenkreisspule L_a liegt außen um die Glaswandung zwischen beiden Anoden, während die Gitterspule L_g innen zwischen beiden Gittern liegt, so daß beide Spulen miteinander gekoppelt sind. Die Anodenstromquelle B ist mit der Mitte der Anodenspule L_a, die Gitterzuleitung W mit der Mitte der Gitterspule L_g verbunden.

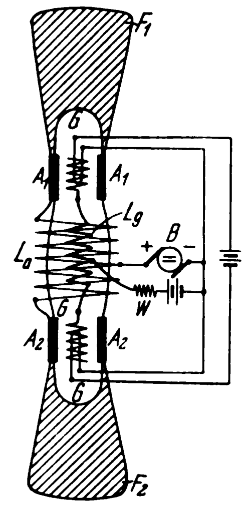


Fig. 1.

Mit den Anoden sind größere Metallflächen F_1 und F_2 verbunden, die als Antenne bzw. Gegengewicht dienen.

Sender für polarisierte Wellen.

Brit Pat. 251 638 vom 28. April 1925 (Levy, Paris), ausgegeben am 7. Juli 1926.

Es werden eine größere Anzahl Antennenkombinationen angegeben, die aus zwei Systemen bestehen, die entweder mit Strömen gleicher Frequenz aber verschiedener Phase, oder mit Strömen verschiedener Frequenz gespeist werden. Bei der in Fig. 2 wiedergegebenen Anordnung werden die

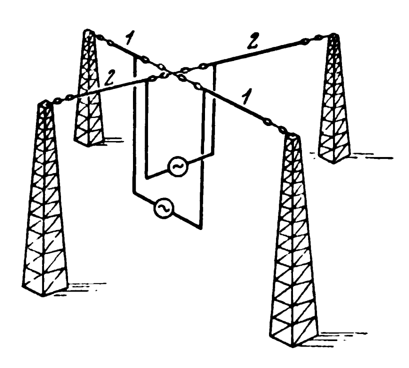


Fig. 2.

beiden Antennenpaare 1,1 und 2,2 mit Strömen gespeist, die um 90 Grad in der Phase verschieden sind, so daß eine zirkular polarisierte Strahlung in vertikaler Richtung auftritt. Wenn die Frequenz der beiden Ströme verschieden ist, so kann die Rotation des Strahlfeldes, das bei gleicher Frequenz mit der Speisefrequenz umläuft, auf 1000 oder 10 000 usw. herabgesetzt werden. Es kann ferner ein Antennenpaar horizontal, das andere vertikal liegen und diese Anordnung dazu benutzt werden, durch Vergleich der Richtungen des magnetischen und elektrischen Vektors die Fahrtrichtung von Schiffen zu kontrollieren.

Die oberen Drähte haben einen Abstand, der größer als ¼ Wellenlänge ist. Der bzw. die Sender können ebenfalls hochgelegt werden und das ganze Antennensystem drehbar angeordnet sein.

Kurzwellenantennen.

Brit. Pat. 251 946 vom 9. Mai 1925 (Alexanderson), ausgegeben am 14. Juli 1926.

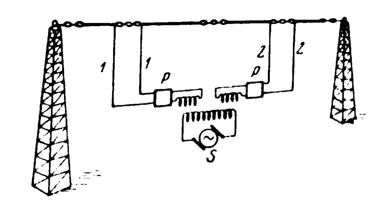


Fig. 3.

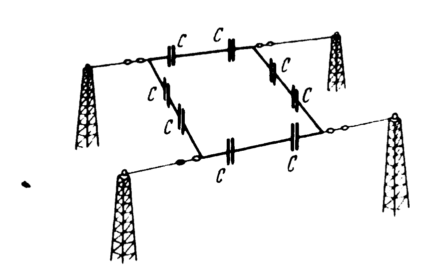


Fig. 4.

Zur Erzeugung einer bestimmten Polarisation werden die in Fig. 3 dargestellten Antennenpaare 1,1 und 2,2 benutzt, die von einem Sender S über Phasenregulatoren P in geeigneter Phase erregt werden. Bei gleichphasiger Erregung erfolgt die Strahlung vertikal aufwärts, bei gegenphasiger Erregung mit 45° Neigung in der Längsrichtung.

In den Fig. 4 und 5 sind horizontal bzw. vertikal bzw. geneigt angeordnete Rahmenantennen wiedergegeben, die Kondensatoren in Abständen kleiner als ein Viertel der

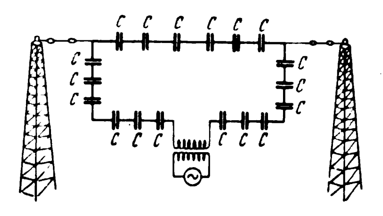


Fig. 5.

Wellenlänge eingeschaltet besitzen. Je nach der Neigung der Rahmenfläche ergibt sich eine Polarisation in bestimmter Richtung.

Sicherung für Röhrensender.

D.R.P. 431 871, Klasse 21 a⁴, Gruppe 8 (Telefunken), pat. vom 26. Juli 1924, ausgegeben am 19. Juli 1926.

Die Gitterströme von Röhrensendern, die gewöhnlich schwach sind, können beim Auftreten von Störschwingungen sehr hoher Frequenz so stark werden, daß die Röhren beschädigt werden. Erfindungsgemäß werden im Gitterkreis Schutzsicherungen eingeschaltet, die das Auftreten zu starker Gitterströme verhindern sollen.

Röhrensender mit Piezo-Steuerung.

Amerik. Pat. 1 559 116 vom 16. Oktober 1924 (Marrison), ausgegeben 27. Oktober 1925.

Es hat sich gezeigt, daß ein Quartzkristall, der in bestimmter Weise aus dem Mutterkristall geschnitten ist, mehrere natürliche Schwingungsfrequenzen besitzt, die dazu benutzt werden können, einen Röhrensender mit mehreren Schwingungskreisen zu mehreren Schwingungen anzuregen, so daß auch die Summe, besonders aber die Differenz dieser Frequenzen zur Frequenzkontrolle verwendet werden kann. Da die natürlichen Frequenzen der Piezokristalle sehr hoch sind, so gestattet die Differenz dieser Frequenzen auch die Kontrolle niederer Frequenzen.

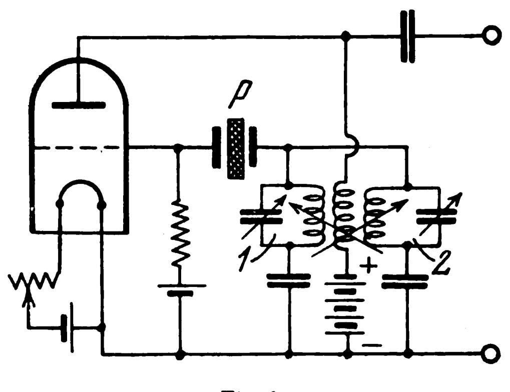


Fig. 6.

Eine Schaltung zur Erregung von zwei natürlichen Frequenzen des Piezokristalles P, auf die die beiden Schwingungskreise 1 und 2 abgestimmt sind, zeigt Fig. 6. Wenn die natürlichen Frequenzen einen größeren Abstand voneinander besitzen, kann auch die in Fig. 7 wiedergegebene Schaltung benutzt werden.

Es können zur Erregung auch mehrere Röhren mit gemeinsamem Gitterkreis verwendet werden. Anstatt nur einen

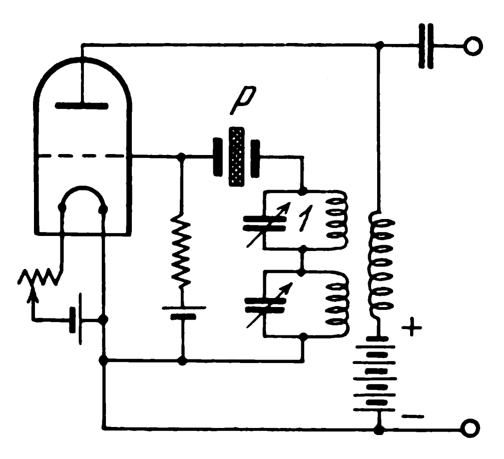


Fig. 7.

Piezokristall mit mehreren Eigenfrequenzen zu verwenden, kann die Erregung mehrerer Frequenzen auch durch mehrere Piezokristalle erzielt werden.

Mehrphasen-Modulations-Verfahren.

Brit. Pat. 252 317 vom 19. Mai 1925 (Wired Radio Inc. New-York), ausgegeben am 21. Juli 1926.

Das Prinzip des neuen Modulationsverfahrens beruht darin, daß hochfrequente Mehrphasenströme gleicher Amplitude auf einen gemeinsamen Nutzkreis arbeiten, so daß sie sich gegenseitig ausgleichen und durch Modulation einer oder auch mehrerer Phasen dieses Gleichgewicht gestört wird.

Wählt man z. B. einen Dreiphasenstrom, der auf die Gitterkreise der Verstärkerröhren V (Fig. 8) einwirkt, so werden die Anodenströme proportional sein den Werten

$$i_1 \sim E \cdot \sin wt$$
$$i_2 \sim E \cdot \sin (wt - 120^0)$$
$$i_3 \sim E \cdot \sin (wt - 240^0)$$

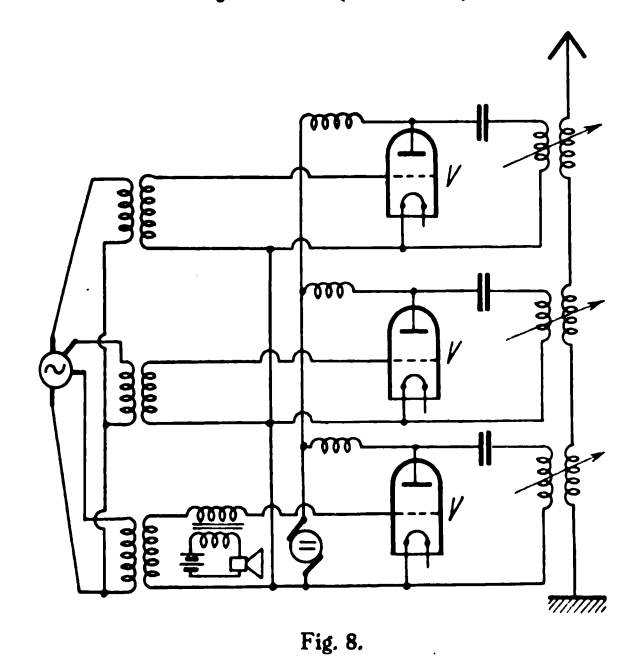


Fig. 8.

Diese drei Ströme addieren sich, da sie auf den gemeinsamen Antennenkreis einwirken, zu Null. Wird nun eine Phase durch eine Niederfrequenz $k \sin Nt$ moduliert, worin k den Prozentsatz der Modulation bedeutet, so wird

$$i_1 \sim E\,(1 + k \sin Nt) \sin wt.$$

Die Addition der drei Phasen ergibt nun:

$$\Sigma i = \frac{k \cdot E}{2} \cos (w - N)\,t - \frac{k \cdot E}{2} \cos (w + N)\,t.$$

Der resultierende Antennenstrom enthält demnach nur die beiden Seitenbänder $w - N$ und $w + N$ der modulierten Welle, während die Trägerfrequenz w unterdrückt ist.

Bisweilen ist es zweckmäßig oder günstig, einen geringen Prozentsatz der Trägerwelle beizubehalten; dies kann dadurch erreicht werden, daß man die Kopplung der drei Phasen nicht gleich stark macht. Sobald die Amplitude der drei Phasen nicht gleich ist, beträgt auch die Summe nicht Null.

Steuerung fremderregter Röhrensender.

D.R.P. 431 665, Klasse 21 a[4], Gruppe 15 (Marconi), pat. vom 4. September 1925, ausgegeben am 15. Juli 1926 = Brit. Pat. 245 829.

Die Steuerröhre V_1 (Fig. 9) bzw. die Zwischenverstärkerröhren (V_1) und die Hauptröhre V_2 eines fremdgesteuerten Röhrensenders sind mit einer gemeinsamen

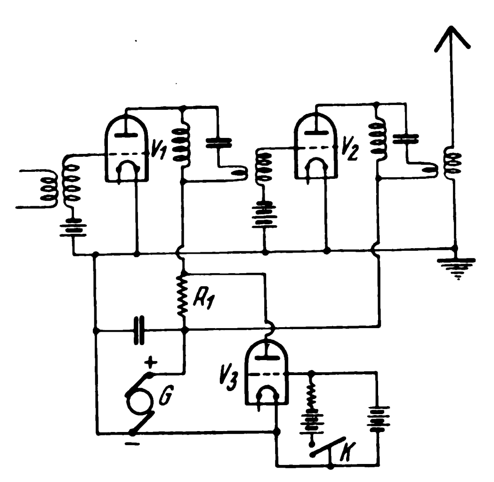


Fig. 9.

Anodenstromquelle G verbunden. In die Anodenleitung ist ein Widerstand R_1 so eingeschaltet, daß nur der Strom der Steuerröhre diesen Widerstand durchfließt. Parallel zur Anodenstromquelle G und dem Widerstand R_1 liegt eine Beeinflussungsröhre V_3, die als Absorptionsröhre wirkt und die Anodenspannung der Steuerröhre bei der Modulation beeinflußt. Zum Tasten kann in einfacherer Weise auch die Taste K unmittelbar an Stelle der Modulationsröhre V_3 geschaltet werden.

Tasten von Kurzwellensendern.

D.R.P. 432 043, Klasse 21 a[4], Gruppe 16 (Telefunken), pat. vom 8. März 1925, ausgegeben am 23. Juli 1926.

Das Tasten von Kurzwellensendern erfordert wegen der Inkonstanz der Frequenz besondere Beachtung. Erfindungsgemäß soll beim modulierten Senden das Tasten dadurch ausgeführt werden, daß die Modulation beeinflußt wird. Dies kann z. B. so geschehen, daß der Grad der Modulation geändert wird, also die Tastpausen ungedämpft, die Tastzeichen voll moduliert gegeben werden. Es kann auch die Modulationsfrequenz geändert werden, z. B. die Tastpausen mit 200, die Tastzeichen mit 2000 moduliert gegeben werden.

Eine Einrichtung mit Gittergleichstrommodulation (S = Steuersender, H = Hauptsender) zeigt Fig. 10. Der Grad

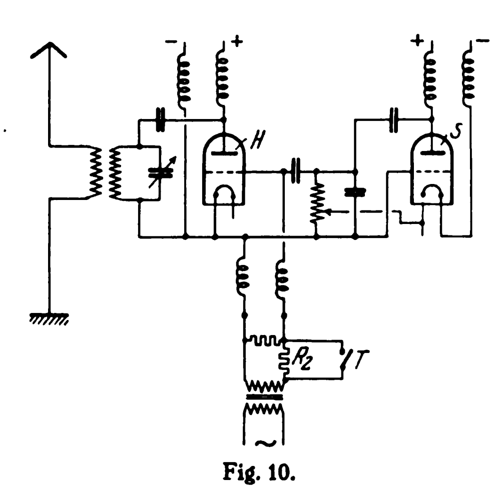


Fig. 10.

der Modulation wird dadurch geändert, daß ein Widerstand R_2 im Gitterkreis durch die Taste T kurzgeschlossen wird.

Telephonieempfang mit Überlagerung.

D.R.P. 431 842, Klasse 21 a⁴, Gruppe 29 (Bell Tel. Man. Co.), pat. vom 13. Januar 1917, ausgegeben am 19. Juli 1926.

Erfindungsgemäß soll das für den Telegraphieempfang ungedämpfter Wellen benutzte Überlagerungsverfahren für den verstärkten Empfang von Telephoniewellen verwendet werden, indem den empfangenen Wellen eine örtlich erzeugte Hilfswelle überlagert wird, die die gleiche Frequenz besitzt wie die Trägerwelle der empfangenen Wellen. Eine Anordnung, bei der das Empfangsaudion selbst zur Erzeugung der Überlagerungswelle dient, zeigt Fig. 11.

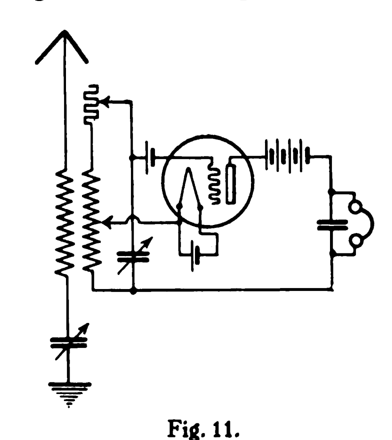


Fig. 11.

Verstärkerschaltung.

D.R.P. 431 874, Klasse 21 a⁴, Gruppe 29 (Telefunken, pat. vom 20. November 1921, ausgegeben am 23. Juli 1926.

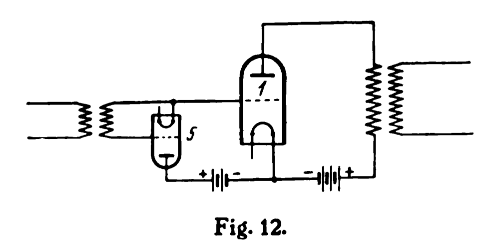


Fig. 12.

Die Erfindung betrifft eine Art Widerstandsverstärkerschalter, bei der eine Röhre als Gitterableitungswiderstand benutzt wird und die Größe dieses Widerstandes durch Beeinflussung der Gitterspannung dieser Hilfsröhre gesteuert wird. In Fig. 12 ist im Gitterkreis der Verstärkerröhre 1 eine Hilfsröhre 5 eingeschaltet, deren Gitter die zu verstärkenden Schwingungen zugeführt werden. Fig. 13 zeigt eine Gegentaktschaltung nach gleichem Prinzip.

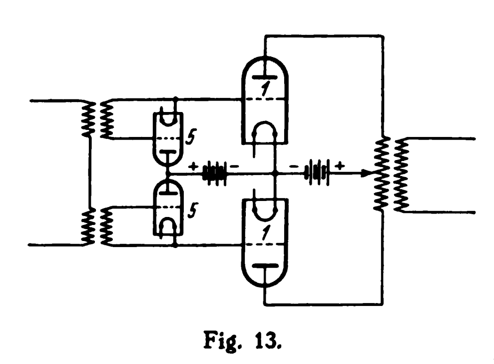


Fig. 13.

Herabsetzung atmosphärischer Störungen.

D.R.P. 431 872, Klasse 21 a⁴, Gruppe 22 (Radio Corporation of Amerika), pat. vom 2. Juli 1920, ausgegeben am 23. Juli 1926.

Die atmosphärischen Störungen versucht man oft dadurch herabzusetzen, daß verschiedene Teile des Antennensystems so geschaltet werden, daß sich die Störströme aufheben, die Empfangszeichen in gleicher Phase verstärken.

Erfindungsgemäß werden mehrere Antennensysteme benutzt, von denen eine Gruppe in sich so geschaltet ist, daß nur die Störströme übrig bleiben, die dann zur Kompensation der Störströme der anderen Gruppe verwendet werden.

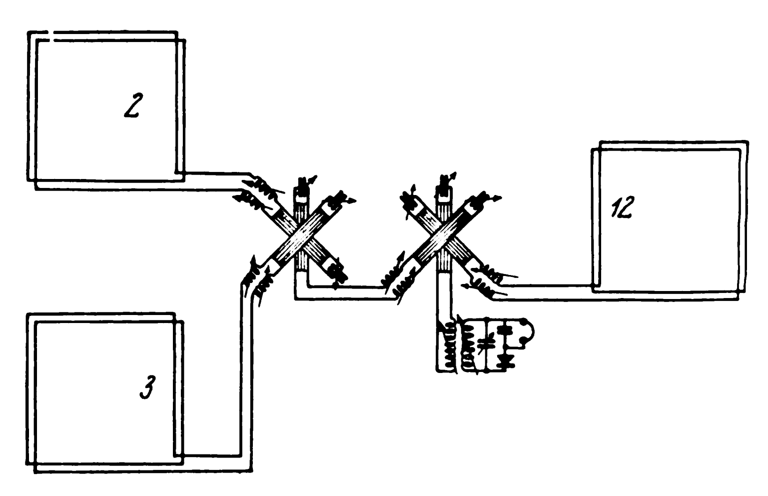


Fig. 14.

In Fig. 14 sind z. B. in verschiedener Höhe aber in gleichem Abstand vom Sender angeordneten Rahmenantennen 2 und 3 so geschaltet, daß die Empfangsströme sich aufheben, während die Störströme, die eine Phasendifferenz besitzen, übrigbleiben. Diese Störströme werden dann mit dem Empfang des Rahmens 12 so kombiniert, daß die Störströme beseitigt werden.

Richtempfang mit zwei getrennten Rahmenantennen.

Brit. Pat. 251 337 vom 29. Januar 1925 (Western El. C 8), ausgegeben am 7. Juli 1926.

Zum Empfang werden zwei Rahmenantennen R_1 und R_2 benutzt (Fig. 15), die einen Abstand von $^1/_{12}$ bis $^1/_4$ Wellenlänge voneinander besitzen. Den Empfangsströmen werden

getrennt örtlich erzeugte Empfangsschwingungen überlagert, so daß die Phase und die Stärke dieser Überlagerungsschwingungen getrennt geregelt werden können. Die vom Sender S erzeugte Hilfsschwingung wird dem einen Empfang durch die Spule L_1 unmittelbar in der Stärke regelbar über-

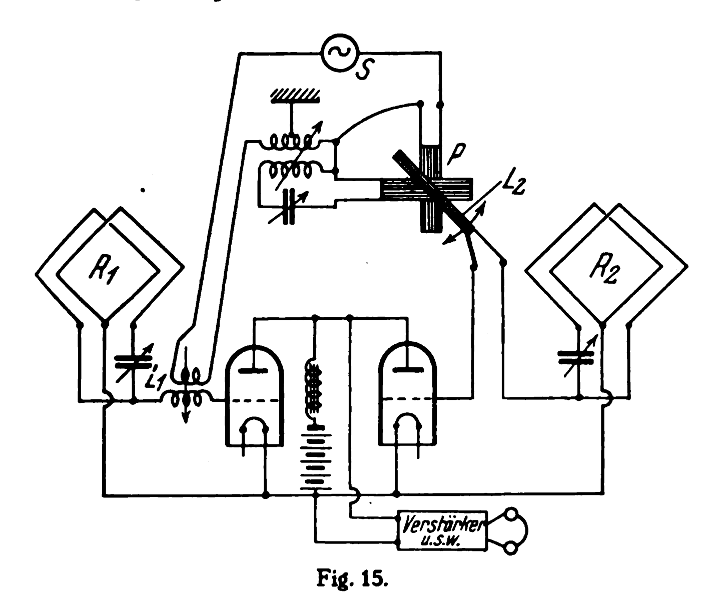


Fig. 15.

lagert, dem anderen Empfang dagegen durch die drehbare Spule L_2 zugeführt, die sich in den beiden senkrecht zueinander stehenden Spulen eines Phasenreglers P dreht. Die entstehenden Schwebungswellen besitzen entsprechende Phasenverschiebungen, wie die örtlich überlagerte Hilfswelle. Unter Berücksichtigung der Phasendifferenzen der Empfangswellen beider Antennen kann die für den günstigsten Richtempfang erforderliche Phasendifferenz und Stärke der Überlagerungswelle leicht eingestellt werden.

Richtempfang.

D.R.P. 431 876, Klasse 21 a⁴, Gruppe 46 (Telefunken), pat. vom 28. November 1923, ausgegeben am 26. Juli 1926.

Die bekannten Verfahren zum Richtempfang beruhen darauf, daß verschiedene Teile des Empfangssystems Phasen-

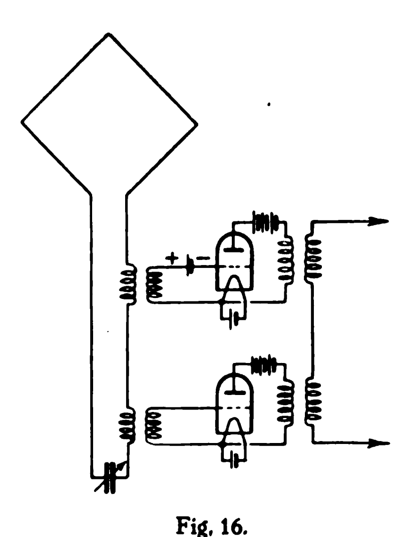


Fig. 16.

differenzen aufweisen. Erfindungsgemäß soll die Empfangsenergie dem Empfänger auf zwei Wegen zugeführt werden, welche die Schwingung nicht nach dem gleichen Gesetz übertragen. Erfolgt die eine Übertragung z. B. wie üblich so, daß die Amplituden proportional sind, die andere Übertragung so, daß die Ausgangsamplitude proportional dem Quadrat der Eingangsamplitude ist, so ist der Gesamteffekt, wenn φ der Einfallswinkel:

$$E \cos\varphi + E^2 \cos^2\varphi \text{ oder gleich } \mathbf{E} \cos\varphi\,(1 + \mathbf{E} \cos\varphi).$$

Dieser Ausdruck stellt eine Kardioide dar, wie sie auch beim gewöhnlichen Richtempfang erzielt wird. Die verschiedenartige Übertragung kann z. B. bei der in Fig. 16 dargestellten Anordnung durch verschiedene Gittervorspannung der beiden Verstärkerröhren erzielt werden.

Schaltung zum Abgleichen zweirahmiger Radiogoniometer.

D.R.P. 431 666. Klasse 21 a⁴, Gruppe 48 (Bellini), pàt. vom 20. November 1925, ausgegeben am 15. Juli 1926 = Brit. Pat. 243 372 = Franz. Pat. 602 364.

Zur Richtungsbestimmung verwendet man vielfach zwei senkrechte Rahmen, die mit den Spulen des Radiogoniometers verbunden sind und mit Hilfe von zwei veränderlichen Kondensatoren abgestimmt werden. Eine gemeinsame Abstimmung beider Kondensatoren ist bei Verwendung ungedämpfter Wellen nicht möglich, da schon kleine Kapazitätsdifferenzen unscharfe Minima zur Folge haben. Da sowohl die getrennte Abstimmung als auch die Verwendung kleiner Zusatzkondensatoren eine schnelle Einstellung ebenfalls nicht zuließen, verwendete man meist aperiodische Rahmenkreise, die aber für kürzere Wellen erhebliche Empfindlichkeitsverluste bedingen.

Erfindungsgemäß werden vier Kondensatoren C_1, C_2, C_3, C_4 in Form einer Brücke miteinander verbunden, wie dies die Fig. 17 zeigt und die beiden Rahmen zwischen die

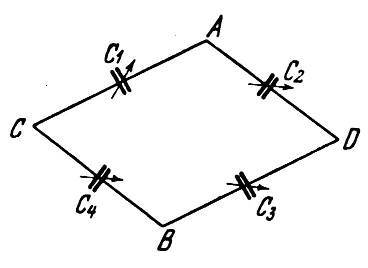


Fig. 17.

Punkte A, B bzw. C, D geschaltet. Die vier Kondensatoren werden gemeinsam verstellt. Das Verhältnis der zu beiden Rahmen parallel liegenden Kapazitäten ist dann

$$\frac{(C_1 + C_4)(C_2 + C_3)}{(C_1 + C_2)(C_3 + C_4)}$$

Dieses Verhältnis ist auch dann nahezu gleich 1, wenn die Kondensatoren etwas voneinander abweichen.

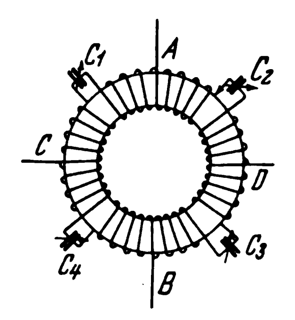


Fig. 18.

Durch die in den Fig. 18 und 19 wiedergegebenen Ausgleichsschaltungen lassen sich die Wirkungen der Ungleich-

heiten der Kapazitäten weiter herabsetzen, indem die magnetischen Felder in den verschiedenen Teilen die Ströme in den diametral gelegenen Teilen auszugleichen suchen.

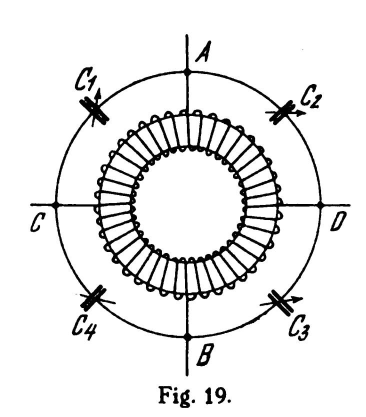


Fig. 19.

Ortsbestimmung.

Brit. Pat. 251 984 vom 8. Mai 1925 (Bellini), ausgegeben am 14. Juli 1926.

Zur Erzielung eines scharfen Teilminimums ist es erforderlich, alle Unsymmetrien auszugleichen. Dies wird dadurch erreicht, daß mit der Verstärkerröhre die eine Seite des Teilrahmens verbunden ist, während symmetrisch mit

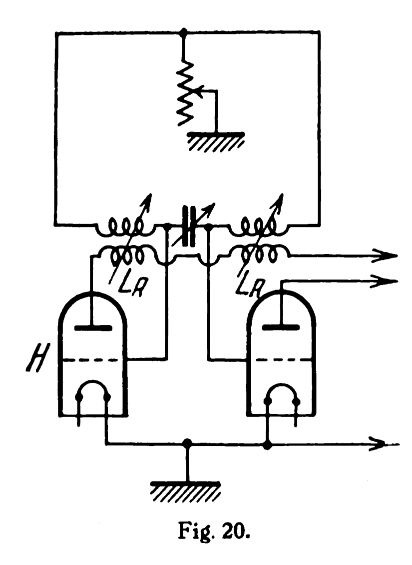


Fig. 20.

der anderen Seite des Rahmens eine Hilfsröhre H (Fig. 20) verbunden ist, die auch zur Dämpfungsverminderung oder Erzeugung der Überlagerungsschwingungen herangezogen werden kann und dann im Anodenkreis Spulen L_R besitzt, die mit dem Rahmen gekoppelt sind.

Erzeugung der Elektronenstrahlung in Röhren durch radioaktive Substanzen.

D.R.P. 431 884, Klasse 21 g, Gruppe 13 (Dr. E. Müllendorff), pat. vom 9. Juli 1924, ausgegeben am 20. Juli 1926.

Zur Erzeugung der Elektronenstrahlung in Röhren verwendet man radioaktive Substanzen. Die Wirkung soll dadurch beeinträchtigt werden, daß verschiedene Gattungen von Strahlungen ausgesendet werden. Erfindungsgemäß sollen diese Strahlengattungen durch Magnetfelder oder durch Filtration mittels Glimmer getrennt werden.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

Nr.	Klasse, Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
431 660	21a 2/36	15. 7. 26	Zwischenverstärker
*431 665	21a 4/15	15. 7. 26	Modulation fremdgesteuerter Röhrensender
*431 666	21a 4/48	15. 7. 26	Abgleichung von Radiogoniometer
431 670	21c/17	26. 7. 26	Befestigungsdübel und -isolatoren
431 710	21a 4/6	19. 7. 26	Einschalten v. Frequenztransformatoren
431 771	21a 4/58	16. 7. 26	Verhinderung des Mit- und Abhörens
*431 842	21a 4/29	19. 7. 26	Überlagerungs-Telephonieempfang
*431 870	21a 4/6	16. 7. 26	Erzeugung hochfrequenten Drehstromes durch Frequenztransformatoren
*431 871	21a 4/8	19. 7. 26	Schutzeinrichtung für Röhrensender
*431 872	21a 4/22	23. 7. 26	Verminderung atmosphärischer Empfangsstörung
431 873	21a 4/24	19. 7. 26	Erzeugung konstanter Überlagerungswellen
*431 874	21a 4/29	23. 7. 26	Mehrröhren-Verstärkerschaltung
431 875	21a 4/29	16. 7. 26	Röhre mit Nernstkathode (Zusatz zu 422 671)
*431 876	21a 4/46	26. 7. 26	Richtempfang
431 877	21a 4/58	19. 7. 26	Störbefreiung bei Zugtelephonie
431 878	21a 4/68	26. 7. 26	Spulensockel
431 879	21a 4/68	26. 7. 26	Spulenform
*431 884	21g/13	20. 7. 26	Röhre mit radioaktiver Kathode
431 939	21a 4/1	26. 7. 26	Sender-Antennenkopplung

Die mit * versehenen Patente sind oder werden ausführlich referiert.



Band 28 Oktober 1926 Heft 4

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

herausgegeben von

Professor Dr. J. Zenneck und Privatdozent Dr. E. Mauz

Schriftleitung: Dr. **E. Mauz**

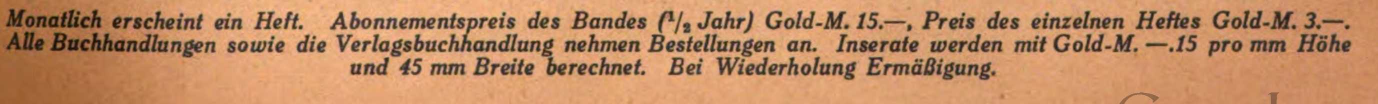


BERLIN W

Verlag von M. Krayn

1926.




Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Band 28 **Oktober 1926.** **Heft 4**

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftl. Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikal. Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Über die Ionisation der Atmosphäre und ihren Einfluß auf die Ausbreitung der kurzen elektrischen Wellen der drahtlosen Telegraphie.

Von **Hans Lassen**, Köln.

Inhaltsübersicht:

Einleitung.

Abschnitt I: Zusammensetzung der Atmosphäre in größeren Höhen. Ionisierung durch ultraviolettes Licht der Sonne. Wiedervereinigung der Ionen. Ionisationszustand der Atmosphäre.

Abschnitt II: Komplexer Brechungsindex eines ionisierten Gases. Heaviside-Schicht. Strahlenbrechung in der Heaviside-Schicht, Ausbreitung der kurzen Wellen. Tote Zone. Abhängigkeit von der Tageszeit. Dämpfung.

Einleitung:

Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen der drahtlosen Telegraphie über die Erdoberfläche ist schon seit langer Zeit der Gegenstand theoretischer Untersuchungen und praktischer Messungen gewesen. (Zusammenfassung in Zenneck u. Rukop, Drahtlose Telegraphie 1925 Kap. X. Eine gemeinverständliche Darstellung findet sich bei Zenneck, E. u. M. 1925. Nr. 31 u. 32. S. 593—98 u. 612—16, wo auch die besondere Stellung der kurzen Wellen eingehend geschildert wird). Das wichtigste Ergebnis ist, daß die Welle sich in der Hauptsache an der Erdoberfläche entlang fortpflanzt (Oberflächenwellen). Sie dringt, wenn auch nur sehr wenig, in die Erdoberfläche ein und erleidet hier eine Absorption. Die Leitfähigkeit der obersten Erdschicht erscheint deshalb als für den Ausbreitungsvorgang hauptsächlich maßgebend. Je besser das Leitvermögen, um so geringer die Absorption. Die praktischen Empfangsmessungen lassen sich, in guter Übereinstimmung mit der Theorie, im allgemeinen durch die Austinsche Formel darstellen:

$$A = 120\,\pi \frac{J}{\lambda} \frac{h}{r} e^{-0{,}000047 \frac{r}{\sqrt{\lambda}}}$$

A = Empfangsfeldstärke in Volt/m.
J = Effektiver Strom in der Sendeantenne in Amp.
h = Wirksame Antennenhöhe in m.
λ = Wellenlänge in m.
r = Entfernung in m.

Der Empfang ist im allgemeinen um so besser, je größer die Wellenlänge, weshalb man auch für den Überseeverkehr große Wellenlängen verwendet (z. B. Nauen—Buenos Aires λ = 18 km). Die empfangenen Feldstärken sind bei den Großstationen von der Größenordnung 10^{-4} Volt/m. Bis vor einigen Jahren war man auf Grund der vorhandenen Erfahrung, die etwa in der Austinschen Formel ihren Ausdruck findet, der Ansicht, daß eine Telegraphie mit kurzen Wellen, wobei wir im folgenden Wellen unter 100 m Wellenlänge verstehen wollen, über große Entfernungen unmöglich sei. Im Gegensatz zu dieser Anschauung hat sich aber bei Versuchen von amerikanischen Amateuren herausgestellt, daß man gerade mit diesen Wellen unter bestimmten Voraussetzungen überraschend gute Ergebnisse auf große Entfernungen hin erzielen kann, und zwar mit geringen Bruchteilen derjenigen Sendeenergien, die man bei den langen

Wellen aufwenden muß [1]). Wir wollen unser Interesse an dieser Stelle dem Ausbreitungsvorgang zuwenden, der ein ganz anderer sein muß als bei langen Wellen. Gewiß nimmt auch hier ein Teil der von der Antenne ausgestrahlten Energie seinen Weg an der Erdoberfläche entlang. Dieser Teil der Welle wird aber sehr bald durch die Erdoberfläche absorbiert, um so schneller, je kürzer die Wellenlänge, unter Umständen schon nach wenigen Kilometern, in Übereinstimmung mit der Austinschen Formel. Schreitet man aber vom Sender aus an der Erdoberfläche entlang, so kommt man allmählich in ein Gebiet, wo kein Empfang mehr stattfindet. Mit zunehmender Entfernung kommt man aber dann in ein Gebiet, wo wieder guter Empfang möglich ist. Wir haben demnach eine direkte und eine indirekte Empfangszone, dazwischen eine tote Zone. Das ist etwa bei Wellen unter 50 m der Fall. Bei längeren Wellen, etwa 60 bis 100 m, ist eine tote Zone nicht mehr festzustellen, die direkte und indirekte Zone werden sich hier überlappen. (Rukop l. c.). Wenn wir von einer indirekten Zone sprechen, so wollen wir damit andeuten, daß die hier empfangene Energie nicht wie bei den langen Wellen auf dem direkten Wege an der Erdoberfläche entlang zum Empfänger gelangt sein kann, vielmehr einen anderen, indirekten Weg genommen haben muß. Auf Grund verschiedener Tatsachen, z. B. Änderung der günstigen Wellenlänge mit der Tages- und Jahreszeit ist man heute allgemein der Ansicht, daß es sich um einen Einfluß der Atmosphäre handelt, indem ein Teil der vom Sender frei in den Raum hinausgestrahlten Energie auf irgendeine Weise von höheren Schichten der Atmosphäre auf die Erde zurückreflektiert oder -gebrochen wird, also auf dem Umweg über die Atmosphäre in mehr oder weniger großer Entfernung auf die Erdoberfläche zurückgelangt. Für diese Ansicht spricht auch das Vorhandensein der toten Zonen. Der Grund für ein solches Verhalten der Atmosphäre ist in einer starken Ionisierung in großen Höhen zu suchen. Diese Ionisierung und ihr Einfluß auf die elektrischen Wellen ist Gegenstand mehrerer und verschiedenartiger Untersuchungen gewesen, ohne aber bisher vollkommene Klarheit gebracht zu haben [2]).

Der Gedanke an einen solchen Einfluß der Atmosphäre stammt von Oliver Heaviside, der in etwa 100 km Höhe über dem Erdboden eine nach unten hin scharf begrenzte ionisierte Schicht annahm. Obwohl unsere Ansicht über diese Schicht sich seither geändert hat, erscheint es doch als geboten, den Namen Heaviside-Schicht beizubehalten.

Bezüglich der kurzen Wellen hat nun Lamor [3]) kürzlich gezeigt, daß unter gewissen Annahmen die Möglichkeit besteht, daß eine Welle, wenn sie einmal parallel zur Erdoberfläche sich bewegt, ohne wesentliche Absorption um die Erde herumgebrochen wird. Dazu ist eine Abnahme des Brechungsindex nach oben hin erforderlich, die in einer entsprechenden Zunahme der Ionisation ihre Erklärung findet. Damit ist grundsätzlich die Möglichkeit der Fortpflanzung einer Welle um die Erde herum gezeigt. Im einzelnen nimmt nun Larmor an, daß die Wellen sich in verhältnismäßig dünnen Schichten parallel zur Erdoberfläche fortpflanzen. Die Höhe dieser Schicht ist für jede Wellenlänge verschieden. Die hierbei gemachten Annahmen sind zunächst ganz willkürlich, und es bleibt vor allem die Frage offen, wie denn die Wellen, die doch unter einem mehr oder weniger spitzen Winkel in die Heaviside-Schicht einfallen, in eine zur Erdoberfläche parallele Fortpflanzungsrichtung hineinkommen und später wieder auf die Erde zurückkehren.

In der vorliegenden Arbeit soll der Versuch unternommen werden, hier Klarheit zu schaffen, und zu praktisch verwertbaren Resultaten zu gelangen. Wir gehen dabei vor allem von dem Gedanken aus, mit Hilfe unserer Kenntnisse über die Ionisierung von Gasen durch ultraviolettes Licht zunächst zu versuchen, ein möglichst genaues Bild von der Heaviside-Schicht zu gewinnen, und ihre ungefähre Höhe zu bestimmen, damit wir hier nicht ganz auf willkürliche Annahmen angewiesen sind.

Als Ursache für die Ionisierung kommen hauptsächlich zwei Erscheinungen in Frage. Man hat vor allem an die von außen her in die Erdatmosphäre eindringenden Kathodenstrahlen gedacht, weil der günstige Einfluß der Atmosphäre auf die Fortpflanzung kurzer Wellen auch bei Nacht vorhanden ist, ja bei gwissen Wellenlängen gerade bei Nacht besonders groß ist. Nun wissen wir aber, daß die Kathodenstrahlen zum Teil in großen Spiralen um die Erde ziehen, bevor sie in der Atmosphäre absorbiert werden, also auch dort zur Wirkung kommen, wo gerade Nacht ist. (Vgl. z. B. Elias l. c.). Diese Kathodenstrahlen werden ebenfalls als Ursache des Nordlichts angesehen. Diese Erscheinung ist, wie bekannt, zeitlich stark schwankend und nimmt außerdem nach den Polen hin an relativer Häufigkeit stark zu, so daß wir der durch die Kathodenstrahlen hervorgerufenen Ionisation einen regelmäßigen Einfluß auf die Wellenfortpflanzung nicht zuschreiben können. Wir richten unser Augenmerk vielmehr auf das ultraviolette Licht der Sonne. Zwar ist dieses Licht nur am Tage wirksam, aber wir werden sehen, daß die Ionisation in großen Höhen stattfindet, und daß infolge des dort herrschenden niedrigen Gasdruckes der Ionisationszustand auch über Nacht im wesentlichen erhalten bleibt.

Die Ionisation von Gasen durch ultraviolettes Licht ist in einer großen Arbeit von Lenard und Ramsauer studiert worden [4]). Die Ergebnisse dieser Arbeit erlauben uns, Angaben über den wahrscheinlichen Ionisationszustand der Atmosphäre zu machen.

I. Die Ionisation der Atmosphäre durch ultraviolettes Licht der Sonne.

Zusammensetzung der Atmosphäre.

Unsere Kenntnis der Zusammensetzung der Atmosphäre in größeren Höhen sind wie bekannt noch heute äußerst unsicher. Der wesentlich bestimmende Faktor ist die Temperatur. Von der Erdoberfläche nach oben nimmt die Temperatur langsam ab, um in 10 km Höhe etwa 220° abs. zu erreichen. Von hier ab bis in 25—30 km Höhe bleibt die Temperatur konstant. Die einfachste Annahme ist nun die, daß auch weiter nach oben, wo eine direkte Messung nicht mehr möglich ist, die Temperatur annähernd konstant bleibt. Dann läßt sich die Zusammensetzung der Atmosphäre für jede Höhe verhältnismäßig einfach aus der Zusammensetzung an der Erdoberfläche berechnen. Es ergibt sich eine Zusammensetzung der Luft, wie sie in Tabelle I angegeben ist.

[1]) Einen Gesamtüberblick über die wichtigsten Fragen der Kurzwellentelegraphie findet man bei: Esau, Zur Frage der Verwendung kurzer elektrischer Wellen in der drahtlosen Telegraphie. Zeitschr. f. techn. Phys. V, Nr. 12, S 538 ff., 1924. Rukop, Neuere Ergebnisse in der Telegraphie mit kurzen Wellen. Telefunken-Zeitung. Nr. 24, S. 50 ff., Januar 1926. Taylor and Hulbert, The Propagation of Radio Waves over the Earth. Phys. Rev. **2**, S. 189 ff., 1926.

[2]) Bericht über die wichtigsten Arbeiten bei Elias. Elektr. Nachr. Techn. **2**, Heft 11, S. 351 ff., 1925.

[3]) Phil. Mag. **48**, S. 1024 ff., 1924.

[4]) Über die Wirkungen sehr kurzwelligen ultravioletten Lichtes auf Gase und über eine sehr reiche Quelle dieses Lichtes. Ber. Heid. Akad. 1909—11.

Tabelle I[5]).

Höhe in km	Luftdruck in mm Hg	N_2	O_2	H_2	H_e
0	760	78,1	20,9	0,0033	0,0005
20	41,7	85	15	—	—
40	1,92	88	10	1	—
60	0,106	77	6	16	1
80	0,019	21	1	74	4
100	0,013	1	—	96	4
120	0,011	—	—	97	3
200	0,006	—	—	100	1
500	0,0016	—	—	100	—

Zusammensetzung der Atmosphäre in Volumenprozenten der Hauptbestandteile N_2, O_2, H_2, He.

Wir bemerken in einer Höhe von etwa 70 km eine ziemlich scharfe Grenze. Von hier ab bildet das viel leichtere Gas Wasserstoff den Hauptbestandteil der Atmosphäre. Die Angabe über den Wasserstoffgehalt ist recht unsicher. Jeans[6]) gibt einen 100 fach geringeren Wert an ($3{,}3 \cdot 10^{-5}$ gegen $3{,}3 \cdot 10^{-3}$ in Tab. I). Es ist nicht möglich, sich von vornherein für einen dieser Werte zu entscheiden. Wir werden deshalb in unserer Berechnung zunächst beide Werte berücksichtigen. Wir werden sehen, daß nur der kleinere Wert von Jeans quantitativ richtige Resultate ergibt, so daß wir schließen, daß dieser Wert auch der richtige ist.

Schon seit langem ist uns bekannt, daß ultraviolettes Licht ($\lambda < 400\,\mu\mu$) die Fähigkeit besitzt, verschiedene Gase zu ionisieren, und zwar durch direkte Einwirkung auf das Gasmolekül selbst. Diese Wirkung des ultravioletten Lichtes haben wir uns so vorzustellen, daß es aus einem neutralen Molekül ein Elektron herauswirft, unter Zurücklassung eines nunmehr positiv geladenen Kerns. Das Elektron wird im allgemeinen als freies Elektron bestehen bleiben, oder sich an ein anderes Gasmolekül anlagern, und so ein negatives Ion bilden. Ionisiert wird in der Hauptsache Stickstoff und Sauerstoff, während wir den Wasserstoff als ziemlich unempfindlich anzusehen haben.

Um nun zu einem Gesamtbild bezüglich der Atmosphäre zu kommen, wollen wir einmal annehmen, daß ultraviolette Strahlen von außen her, senkrecht zur Erdoberfläche, einfallen. Die Ionisation ist stets mit starker Absorption verbunden und wir können annehmen, daß Ionisation und Absorption einander proportionale Vorgänge sind. Wo starke Absorption ist, ist im Mittel auch starke Ionisation. Ist a das Absorptionsvermögen der Luft auf der Erdoberfläche und nehmen wir an, daß dieses der Anzahl der je Volumeneinheit enthaltenen Moleküle und damit für ein und dasselbe Gas dem Druck proportional sei, so erhalten wir als Absorptionsvermögen in beliebiger Höhe:

$$\alpha = a\, e^{-bh},$$

wo h in Zentimetern zu messen ist. Hierin ist $b = 1{,}3 \cdot 10^{-6}$ das Verhältnis von spezifischem Gewicht zu Druck bei 0° C. Die Änderung der Intensität des Lichtes in beliebiger Höhe beträgt demnach:

$$dJ = \alpha\, J dh = a e^{-bh} J dh,$$

oder es ist:

$$\frac{dJ}{J} = a\, e^{-bh}\, dh$$

$$J = J_0\, e^{-\frac{a}{b} e^{-bh}}. \qquad (1)$$

J_0 ist dann die Intensität des Lichtes in unendlich großer Höhe, also praktisch dort, wo noch keine merkliche Absorption stattgefunden hat. Für die Absorption selbst erhalten wir:

$$\frac{dJ}{dh} = a\, e^{-bh} J. \qquad (2)$$

Der Koeffizient a ist bei einem einheitlichen Gas bestimmt durch die Gleichung:

$$J = J_0\, e^{-ax},$$

wenn die Strahlen in der x-Richtung verlaufen. Um eine Zahlenangabe für die Absorption zu erhalten, benutzen wir die Angaben von Lenard und Ramsauer (l. c. 1911; **24.** S. 17). Es wird dort die noch übrigbleibende ionisierende Wirkung des ultravioletten Lichtes nach Durcheilen einer Luftstrecke von der Dicke x durch die folgenden relativen Ionisierungszahlen gemessen:

x	0,5	1,5	2,5 cm
rel. Ion. Zahlen	100	6,8	0,3

Diesen Angaben entsprechen wir, indem wir $a = 2{,}7$ setzen.

Die beiden Funktionen J und $\frac{dJ}{dh}$ sind in Fig. 1 gezeichnet. Die Funktion $\frac{dJ}{dh}$ gibt uns ein relatives Maß für die in irgendeiner Höhe h je Zeit- und Volumeneinheit erzeugte Anzahl von Ionenpaaren. Wir erkennen zunächst,

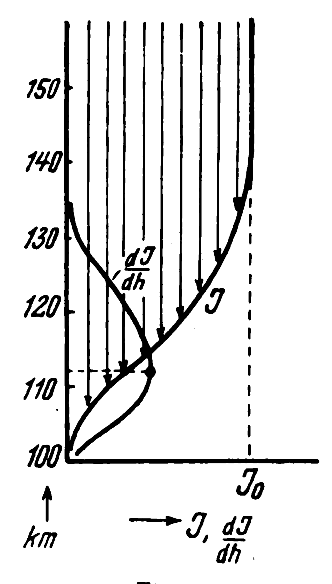


Fig. 1.
J = Intensität des einfallenden ultravioletten Sonnenlichtes.

daß die stärkste Ionisation auf eine Schicht von etwa 30 km Dicke verteilt ist. Die maximale Ionisation liegt nach Gl. 2 bei:

$$h = \frac{1}{b} \ln \frac{a}{b},$$

also bei:

$$h = 112 \text{ km}.$$

Von dieser Höhe aus nimmt die ionisierende Wirkung nach unten und nach oben zu ab, und zwar, wie aus Fig. 1 zu ersehen ist, nach unten schneller als nach oben. Bemerkenswert ist, daß diese Höhe mit den bisher für die Heaviside-Schicht angenommenen Wert von etwa 100 km außerordentlich gut übereinstimmt.

An dieser Stelle sei erwähnt, daß auch bereits Versuche gemacht worden sind, mittels elektrischer Wellen die Höhe

[5]) Diese Tabelle ist entnommen aus Wegener, Thermodynamik der Atmosphäre. 1911, S. 46, indem das hypothetische Gas Geocoronium zum Wasserstoff hinzugerechnet ist. Es ist für Höhen oberhalb 10 km eine mittlere Temperatur von — 53° C. zugrunde gelegt. Die übrigen Gase erreichen nirgendwo 1 %.

[6]) Siehe Marx. Handbuch d. Rad. VI, S. 558, Tab. XII.

der ionisierten Schicht direkt zu messen. So z. B. wird von Appleton und Barnett[7]) eine Höhe von etwa 85 km gemessen, jedoch ist dieses Resultat nach Angabe der Autoren ziemlich unzuverlässig, würde aber ganz gut mit unseren Annahmen übereinstimmen. Elias (l. c.) legt seinen Berechnungen eine kleinere Absorptionskonstante zugrunde ($a \sim 0{,}5$). Diese Konstante entstammt aber einer groben Abschätzung und kann nur der Größenordnung nach richtig sein.

Wir wollen im folgenden die ionisierende Wirkung der Sonnenstrahlen durch die Zahl n_0 charakterisieren, wobei n_0 die Anzahl von Ionenpaaren bedeuten soll, die je Sekunde und Volumeneinheit neu erzeugt werden. n_0 ist dann eine Funktion von der Höhe allein, die denselben Verlauf hat, wie die Funktion $\frac{dJ}{dh}$ in Fig. 1.

Wir müssen jetzt berücksichtigen, daß durch Wiedervereinigung von positiven und negativen Ladungen dauernd Ionen verloren gehen. Unter der Annahme, daß gleich viele positive und negative Träger vorhanden sind, gilt für die Wiedervereinigung folgendes Gesetz:

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2. \tag{3}$$

Hier ist n die Anzahl der Trägerpaare je Volumeneinheit, die wir als Ionenkonzentration bezeichnen wollen. α ist der Koeffizient der Wiedervereinigung, und im allgemeinen sowohl vom Druck als auch von der Temperatur abhängig. Die Änderung mit der Temperatur ist verhältnismäßig gering, so daß wir sie hier vernachlässigen können[8]). Nach einer Reihe von Versuchen[9]) und einer neueren Theorie von J. J. Thomson[10]) dürfen wir annehmen, daß α bei Drucken unterhalb 1 Atm. dem Druck direkt proportional ist. Für Luft bei 0° C und 760 mm Hg ist $\alpha = \alpha_0 = 1{,}7 \cdot 10^{-6}$ (siehe z. B. J. J. Thomson l. c.). Bei beliebigem Druck p ist also

$$\alpha = \alpha_0 \frac{p}{760}.$$

Die gesamte Änderung der Ionenkonzentration im Zeitintervall dt ergibt sich unter Berücksichtigung der gleichzeitigen Wirkung von Bestrahlung und Wiedervereinigung zu:

$$dn = n_0\, dt - \alpha n^2 dt,$$

wenn wir zunächst von der Diffusion absehen. n_0 wollen wir hier und im folgenden der Einfachheit halber als einen über den ganzen Tag gültigen zeitlich konstanten Mittelwert ansehen. Wir erhalten:

$$\frac{dn}{dt} + \alpha n^2 = n_0.$$

Die Integration ergibt (wenn zur Zeit $t = o : n = N$ war):

$$n = \sqrt{\frac{n_0}{\alpha}}\; \frac{1 - \dfrac{1 - N\sqrt{\frac{\alpha}{n_0}}}{1 + N\sqrt{\frac{\alpha}{n_0}}}\, e^{-2\sqrt{\alpha n_0}\, t}}{1 + \dfrac{1 - N\sqrt{\frac{\alpha}{n_0}}}{1 + N\sqrt{\frac{\alpha}{n_0}}}\, e^{-2\sqrt{\alpha n_0}\, t}} \tag{4}$$

Dieser Ausdruck nimmt mit wachsendem t den konstanten Grenzwert:

$$n = \sqrt{\frac{n_0}{\alpha}} \tag{5}$$

an. In diesem Fall ist:

$$\alpha n^2 = n_0$$

d. h. in jedem Zeitintervall ist die Zahl der neu gebildeten Trägerpaare gerade gleich der durch Wiedervereinigung verlorengehenden Trägerpaare. Damit ist der Ionisierung nach oben hin eine Grenze gesetzt.

Den Wiedervereinigungskoeffizienten α können wir unter Benutzung von Tabelle I für jede Höhe berechnen. n_0 ist uns nicht bekannt. Wir könnten daran denken, aus dem Planckschen Strahlungsgesetz und der Ionisierungsspannung die Größe n_0 direkt zu berechnen. Eine solche Berechnung enthält gewisse Annahmen, welche die Zuverlässigkeit des Resultats sehr in Frage stellen. Aus den Lenardschen Versuchen läßt sich nur entnehmen, daß die ionisierende Wirkung des ultravioletten Lichtes eine sehr starke ist. Bei kurzfristiger Bestrahlung von Luft durch eine Aluminiumfunkenstrecke kam auf jedes 10^8-te Molekül ein Trägerpaar. Diese Zahl konnte nur geschätzt werden und stellte eine untere Grenze der wirklich vorhandenen Trägerzahl dar. Einen bestimmten Schluß auf unseren Fall können wir nicht ziehen. Im zweiten Abschnitt kommen wir aber aus anderen Überlegungen heraus zu dem Ergebnis, daß an der Stelle stärkster Ionisation (112 km) etwa $4 \cdot 10^8$ Trägerpaare vorhanden sind. Dieses Resultat wollen wir an dieser Stelle vorwegnehmen, um einige vorläufige Aussagen zu machen. Der Wiedervereinigungskoeffizient α ist (siehe oben) dem Druck proportional. Der Druck ist aber in der Höhe von etwa 100 km hauptsächlich durch den Wasserstoffgehalt bestimmt (vgl. Tab. I). Wir erhalten demnach zwei ganz verschiedene Werte für α, je nachdem wir hierfür den Wert von Tabelle I oder den von Jeans annehmen, und zwar $\alpha = 2{,}7 \cdot 10^{-11}$ bzw. $2{,}2 \cdot 10^{-13}$. Indem wir in Gleichung (5) $n = 4 \cdot 10^8$ setzen, erhalten wir den Wert von n_0 an der Stelle stärkster Ionisation. Entsprechend den beiden Werten von α ergeben sich zwei Werte von n_0, und zwar $4{,}3 \cdot 10^6$ bzw. $3{,}5 \cdot 10^4$. Mit Hilfe von Gleichung (2) können wir die Größe von n_0 für alle anderen Höhen berechnen, da ja n_0 denselben Verlauf hat wie die Funktion $\frac{dJ}{dh}$. In Tabelle II sind diese Werte für einige Höhen zusammengestellt. Wir denken uns jetzt unter der Annahme, daß zur Zeit $t = o$ auch $N = o$ sei, die Atmosphäre für die Dauer von 12 Stunden der Bestrahlung ausgesetzt, und berechnen nach Gleichung (4) für verschiedene Höhen die resultierenden Innenkonzentrationen N, die ebenfalls in Tab. II eingetragen sind. Es ergibt sich,

Tabelle II.

	n_0		
$h_{(km)}$	($\alpha = 2{,}7 \cdot 10^{-11}$)	($\alpha = 2{,}2 \cdot 10^{-13}$)	N
112	$4{,}3 \cdot 10^6$	$3{,}5 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^8$
107	$3{,}4 \cdot 10^6$	$2{,}7 \cdot 10^4$	$3{,}5 \cdot 10^8$
102	$1{,}3 \cdot 10^6$	$1{,}1 \cdot 10^4$	$2{,}3 \cdot 10^8$
97	$1{,}4 \cdot 10^5$	$1{,}2 \cdot 10^3$	$7{,}4 \cdot 10^7$

daß der größtmögliche Wert $\sqrt{\frac{n_0}{\alpha}}$ überall erreicht ist. Dieser Wert ist aber für die beiden verschiedenen Werte des Wiedervereinigungskoeffizienten derselbe. War zu Beginn der Bestrahlung bereits eine bestimmte Anzahl N von Ionen-

[7]) Nature, 1925, S. 333.

[8]) Vgl. z. B. Erikson, Phil. Mag. 18, S. 335, 1909.

[9]) Z. B. Langevin, Ann. Chim. et Phys. 1903, S. 483 ff. — Thirkill, Proc. Roy. Soc. A. 88, S. 477, 1913.

[10]) Phil. Mag. 47, S. 337 ff., 1924.

paaren vorhanden, so ist der Grenzwert $\sqrt{\frac{n_0}{\alpha}}$ erst recht erreicht. Wir können also damit rechnen, daß zu Beginn der Nacht ein Ionisierungszustand vorhanden ist, wie er durch die Zahlen N in Tabelle II gekennzeichnet ist. Diese Werte für N entsprechen gleichzeitig beiden Werten für n_0. In anderer Weise treten aber erhebliche Unterschiede auf, wie wir jetzt zeigen wollen.

Wir untersuchen das Verhalten der Heaviside-Schicht während der Nacht. Durch Integration von Gleichung (3) ergibt sich:

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{N} = \alpha t$$

$$n = \frac{N}{1 + N \alpha t} \tag{6}$$

Bei gegebener Anfangskonzentration N können wir hieraus die zu jeder Zeit t noch verhandene Anzahl n von Ionenpaaren berechnen. Wir wollen uns an dieser Stelle damit begnügen, diejenige Ionenkonzentration zu berechnen, welche an der Stelle stärkster Ionisation übrig geblieben ist, wenn 12 Stunden Nacht geherrscht hat ($N = 4 \cdot 10^8$, $t = 4{,}3 \cdot 10^4$ Sek.). Für $\alpha = 2{,}7 \cdot 10^{-11}$ ergibt sich $n = 8{,}6 \cdot 10^5$, d. h. die Ionisierung klingt auf weniger als den tausendsten Teil ihres Tageswertes ab. Für $\alpha = 2{,}2 \cdot 10^{-13}$ ist $n = 8{,}5 \cdot 10^7$, d. h. die Ionisierung klingt nur auf etwa den 5-ten Teil ab. Jedem dieser beiden Werte entspricht ein bestimmter Unterschied zwischen Tag- und Nachtübertragung. Entsprechende Berechnungen werden im zweiten Abschnitt ausgeführt. Es ergibt sich, daß der letztere Wert von α die beobachteten Unterschiede zwischen Tag- und Nachtübertragung mit kurzen Wellen quantitativ richtig wiedergibt. Dieses Resultat wollen wir hier schon vorwegnehmen und dementsprechend im folgenden die Angaben von Jeans über den Wasserstoffgehalt als die richtigen annehmen. Der Wasserstoffgehalt spielt auch bei der Berechnung der Dämpfung (siehe Abschnitt II) eine wesentliche Rolle, und auch hier ergibt sich eine Entscheidung im selben Sinne. Demnach haben wir auch in Tabelle II für n_0 die Werte unter $\alpha = 2{,}2 \cdot {}^{-13}$ als die richtigen anzusehen. Wir müssen also annehmen, daß an der Stelle stärkster Ionisation durch das ultraviolette Licht der Sonne pro Zeit- und Volumeneinheit $3{,}5 \cdot 10^4$ Ionenpaare neu gebildet werden, eine Zahl, die durchaus als wahrscheinlich anzusehen ist. Die Zahl $N = 4 \cdot 10^8$ bedeutet, daß an derselben Stelle etwa jedes 10^4te Stickstoffmolekül ionisiert ist (vgl. Tabelle Ia).

Diffusion: Bei unseren Betrachtungen haben wir keine Rücksicht genommen auf die Diffusion. Die Ionen werden von den Orten höherer Konzentration nach solchen niedrigerer Konzentration hin diffundieren. Durch eine einfache Rechnung läßt sich zeigen, daß der Einfluß der Diffusion auf die Ionenverteilung so gering ist, daß wir ihn vernachlässigen können.

In 95 km Höhe ergab sich eine Konzentration von der Größenordnung 10^7, also etwa $^1/_{40}$ des maximalen Wertes, in 90 km Höhe eine noch viel geringere. Diese Werte schwanken über Tag und Nacht nur noch wenig, da n_0 klein ist und die Wiedervereinigung infolge der geringen Konzentration ganz langsam vor sich geht; deshalb wird hier die Diffusion eine Rolle spielen und in Wirklichkeit die Ionenkonzentration hier nach unten hin noch langsamer abnehmen. Infolge von Diffusion, Sekundärstrahlung und anderen Ursachen wird der Ionengehalt an keiner Stelle vollkommen verschwinden. Aus den Angaben von H. Benndorf[11]) läßt sich entnehmen, daß die Zahl der Ionen pro cm³ an der Erdoberfläche etwa 500 beträgt. Innerhalb der Troposphäre (0—10 km Höhe) nimmt sie mit der Höhe langsam zu. Weiter nach oben hin ist keine direkte Messung mehr möglich, wir können jedoch wohl ein weiteres langsames Ansteigen der Ionenkonzentration mit der Höhe annehmen, bis in etwa 95 km Höhe, von wo ab sie dann entsprechend den oben entwickelten Vorstellungen sehr schnell ansteigt bis zu einem maximalen Wert in etwa 112 km Höhe. Weiter nach oben hin nimmt die Zahl der Ionen pro Volumeneinheit wieder bis auf den Wert Null ab. Bezüglich der Größe der Ionen können wir wohl annehmen, daß wir es in den vorkommenden Höhen nur mit Trägern von molekularer Größe und freien Elektronen zu tun haben. In der Tabelle Ia sind als Ergänzung zu Tabelle I für verschiedene Höhen die Anzahl der Gasmoleküle für die drei Hauptbestandteile Wasserstoff, Stickstoff und Sauerstoff eingetragen, wobei für Wasserstoff entsprechend unserer Auseinandersetzungen der Wert nach Jeans eingesetzt worden ist.

Tabelle Ia.

$h_{(km)}$	H_2	N_2	O_2
0	$1{,}16 \cdot 10^{13}$	$2{,}3 \cdot 10^{19}$	$6{,}1 \cdot 10^{18}$
20	—	$1{,}6 \cdot 10^{18}$	$2{,}7 \cdot 10^{17}$
40	$8{,}3 \cdot 10^{12}$	$7{,}4 \cdot 10^{16}$	$8{,}3 \cdot 10^{15}$
60	$7{,}4 \cdot 10^{12}$	$3{,}5 \cdot 10^{15}$	$2{,}8 \cdot 10^{14}$
80	$6{,}1 \cdot 10^{12}$	$1{,}76 \cdot 10^{14}$	$8{,}3 \cdot 10^{12}$
100	$5{,}25 \cdot 10^{12}$	$4{,}3 \cdot 10^{12}$	
120	$4{,}8 \cdot 10^{12}$		
200	$2{,}62 \cdot 10^{12}$		

Die positiven Träger sind Stickstoff- und Sauerstoffionen, und zwar wegen des verschwindenden Sauerstoffgehaltes vorwiegend Stickstoffionen. Bezüglich der Elektronen war die Frage offen geblieben, ob diese als freie Elektronen bestehen bleiben oder sich an ein neutrales Gasmolekül anlagern, um so ein negatives Ion von molekularer Größe zu bilden. Da Sauerstoff nur noch in geringen Mengen vorhanden ist, so kommen für eine Anlagerung in der Hauptsache Stickstoff und Wasserstoff in Frage. Nun ist aber bekannt, daß Stickstoff ähnlich wie die Edelgase keine Tendenz zu einer solchen Anlagerung zeigt. Wasserstoff scheint sich hier aber anders zu verhalten. Zwar ist auch im Wasserstoff die Existenz von freien Elektronen möglich, jedoch müssen wir hier ebenfalls mit einer Anlagerung der Elektronen an neutrale Moleküle rechnen[12]). Wir müssen also annehmen, daß die negativen Träger zum Teil Wasserstoffionen, zum Teil aber freie Elektronen sind. Dieser Gegenstand soll im zweiten Abschnitt im Zusammenhang mit der Fortpflanzung der elektromagnetischen Wellen näher besprochen werden.

(Eingegangen am 1. 7. 1926.)

(Schluß folgt.)

[11]) Phys. Zeitschr. **26**, S. 81 ff., 1925.

[12]) Vgl. z. B. Haines, Phil. Mag. **30**, S. 503 ff., 1915. — Franck, Verh. deutsch. Phys. Ges. 1910, S. 613 ff.

Über induktive Kopplung in Empfangskreisen.

Von D. v. Seelen.

Sieht man von den durch Ein- und Ausschaltvorgänge, bei Telephonieempfang von den durch die Modulation hervorgerufenen Komplikationen ab, betrachtet man also den Empfang im stationären Zustande, so lassen sich die in induktiv gekoppelten Kreisen auftretenden Erscheinungen ohne Schwierigkeiten und mit einfachen mathematischen Hilfsmitteln verfolgen. Der nachfolgende Aufsatz stellt sich diese Aufgabe und wird gleichzeitig auf die sich daraus ergebenden praktischen Folgerungen hinweisen.

1. Fig. 1 gibt die betrachtete Schaltung und erläutert die Bezeichnungen. Im Kreise O wirke eine sinusförmige

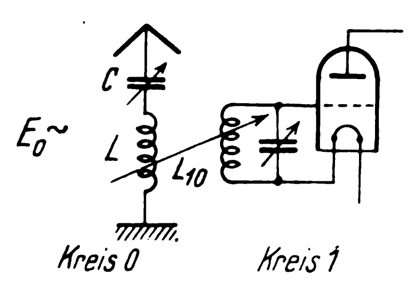


Fig. 1. Schema mit Bezeichnungen.

ω	Frequenz der E. M. K. E_0.
ω_m, ω_r	Frequenz von E_0 im Maximum der Resonanzkurve.
ω_0, ω_1	Eigenfrequenz der Kreise.
$\mu_0 = 1 - \omega_0^2/\omega^2$, $\mu_1 = 1 - \omega_1^2/\omega^2$	Verstimmung der Kreise gegen E_0.
$m_0 = 1 - \omega_0^2/\omega_m^2$, $m_1 = 1 - \omega_1^2/\omega_m^2$	Verstimmung der Kreise gegen E_0 im Kopplungsmaximum.
$\mu = 1 - \omega_r^2/\omega^2$	Verstimmung von ω gegen ω_r bzw. ω_m.
$\delta_0 = R_0/2\,L_0$, $\delta_1 = R_1/2\,L_1$	Dämpfungsfaktoren der Einzelkreise.
δ_m, δ_r	Dämpfungsfaktor der Kreiskombination.

EMK $\cdot\, E_0$ der Frequenz ω. Er sei etwa eine Antenne und werde durch eine elektromagnetische Welle erregt. Dann gelten in symbolischer Schreibweise die beiden Spannungsgleichungen:

$$E_0 = J_0\left[R_0 + j\left(\omega L_0 - \frac{1}{\omega C_0}\right)\right] + j\omega L_{10} J_1$$

$$0 = J_1\left[R_1 + j\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}\right)\right] + j\omega L_{10} J_0$$

Indem wir $\omega_0^2 = \frac{1}{L_0 C_0}$, die Eigenfrequenz des Kreises O vor der Kopplung, und $1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} = \mu_0$ als Verstimmung des Kreises O gegen die Senderfrequenz und entsprechende Bezeichnungen für Kreis 1 einführen, werden die beiden Gleichungen:

$$E_0 = J_0\,[R_0 + j\omega L_0 \mu_0] + j\omega L_{10} J_1 \tag{1}$$

$$0 = J_1\,[R_1 + j\omega L_1 \mu_1] + j\omega L_{10} J_0 \tag{2}$$

Aus (2) folgt:

$$J_0 = -J_1 \frac{(\omega L_1 \mu_1 - j R_1)}{\omega L_{10}} \tag{3}$$

und (3) in (1) eingesetzt ergibt:

$$E_0 = -J_1 \cdot \frac{\omega L_1 \mu_1 R_0 + \omega L_0 \mu_0 R_1 + j[\omega^2 L_1 L_0 \mu_1 \mu_0 - R_0 R_1 - \omega^2 L_{10}^2]}{\omega L_{10}}$$

oder nach Einführung des Kopplungskoeffizienten $\varkappa^2 = \frac{L_{10}^2}{L_1 L_0}$ und des Dämpfungsfaktors $\delta_0 = R_0/2L_0$ bzw. $\delta_1 = R_1/2L_1$

$$E_0 = -J_1 \frac{\sqrt{L_0 L_1}}{\varkappa}\left[2(\mu_1\delta_0 + \mu_0\delta_1) + j\omega\left(\mu_0\mu_1 - 4\frac{\delta_0\delta_1}{\omega^2} - \varkappa^2\right)\right]$$

also, wenn $A = \frac{E_0}{\sqrt{L_0 L_1}} = \text{const.}$ ist,

$$|J_1| = \frac{A\varkappa}{\sqrt{4(\mu_1\delta_0 + \mu_0\delta_1)^2 + \omega^2\left(\mu_0\mu_1 - 4\frac{\delta_0\delta_1}{\omega^2} - \varkappa^2\right)^2}} \tag{4}$$

2. Zur Diskussion dieser Gleichung ist eine ungefähre Festlegung der Größenanordnung der in ihr auftretenden Werte erforderlich. Es mögen folgende, etwa dem Antennen- und ersten Gitterkreise eines Rundfunkempfängers entsprechende Werte als vorliegend angenommen werden:

$L_0 = 4 \cdot 10^{-4}\,H$;	$L_1 = 2 \cdot 10^{-4}\,H$
$R_0 = 16\,\Omega$;	$R_1 = 2\,\Omega$
$\delta_0 = 2 \cdot 10^4\,\Omega/H$	$\delta_1 = 10^4\,\Omega/H$

μ durchläuft die Werte $+1$ (für sehr großes ω) über ± 0 bis $-\infty$ (für kleines ω).

$\varkappa$ bewegt sich zwischen sehr kleinen Werten und etwa 0,6.

ω setzen wir zu etwa $5 \cdot 10^6\,\text{sec}^{-1}$ an, entsprechend einer Wellenlänge von ungefähr 375 m.

3. Zur Erzielung großen Empfangsstromes J_1 und damit hoher Gitterspannung muß der Nenner in (4) möglichst klein gemacht werden. Der erste Ausdruck unter der Wurzel ist im allgemeinen klein gegenüber dem zweiten, mit ω^2 als Faktor behafteten; er wird nur bestimmend für J_1, wenn der zweite Klammerausdruck verschwindet oder sehr klein wird. Das ist der Fall für

$$\mu_0\mu_1 = \varkappa^2 + 4\frac{\delta_0\delta_1}{\omega^2} \tag{5}$$

oder, bei $\varkappa^2 >> \frac{4\delta_0\delta_1}{\omega^2}$ für

$$\mu_0\mu_1 = \varkappa^2 \tag{5a}$$

Die Bedingung (5) ist eine biquadratische Gleichung für ω und hat für ω stets zwei reelle positive Wurzeln. Bei Änderung von ω treten also immer zwei Empfangsmaxima, die sogenannten Kopplungsmaxima, auf. Für $\omega_0 = \omega_1 = \omega'$ liegen diese beiden Kopplungsmaxima bei

$$\omega_m = \frac{\omega'}{\sqrt{1 \pm \sqrt{\varkappa^2 + \frac{\mathfrak{d}_0\mathfrak{d}_1}{\pi^2}}}} \sim \frac{\omega'}{\sqrt{1 \pm \varkappa}} \tag{5b}$$

worin das Dämpfungsdekrement $\mathfrak{d}_0 = \frac{2\pi\delta_0}{\omega}$ (und entsprechend für den Index 1) gesetzt ist.

Für ω_0 (oder ω_1) gibt die Gleichung (5) nur **e i n e** positive Wurzel und das auch nur, wenn

$$0 > \mu_1\,(\text{oder}\ \mu_0) \geq \varkappa^2\left(+\frac{4\,\delta_0\,\delta_1}{\omega^2}\right) \leq 1 \tag{5c}$$

Diese Bedingung steht damit in Zusammenhang, daß μ_0 und μ_1 nach (5) stets gleiches Vorzeichen haben müssen und

daß, wenn dieses positiv ist, nach Definition $\mu_1 \leq 1$ und $\mu_0 \leq 1$ sein müssen.

Gilt (5a), so wird nach (4) der Empfangsstrom:

$$J_1 = \frac{A\varkappa}{2(\mu_0\delta_1 + \mu_1\delta_0)} = \frac{A\sqrt{\mu_0\mu_1}}{2(\mu_0\delta_1 + \mu_1\delta_0)} \quad (6)$$

ein Ausdruck, der ein flaches Maximum erreicht (Fig. 2) für

$$\mu_0\delta_1 = \mu_1\delta_0 \quad (6a)$$

also maximal wird:

$$J_{1\,Max} = \frac{A\sqrt{\mu_0\mu_1}}{4\mu_0\delta_1} = \frac{A}{4\sqrt{\delta_0\delta_1}} = \frac{E_0}{2\sqrt{R_0R_1}} \quad (6b)$$

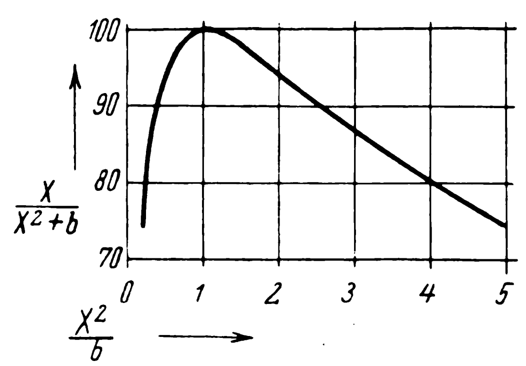


Fig. 2. Abhängigkeit des Wertes der Funktion $x/(x^2 + b)$ vom Verhältnis der Summanden im Nenner.

Dieser optimale Empfangsstrom läßt sich bei gegebenem ω stets erreichen, wenn zwei der Größen ω_0, ω_1 und $\varkappa$ veränderlich sind. Er ist für beide Kopplungsmaxima gleich groß und von dem Betrage des Kopplungskoeffizienten und der Verstimmung unabhängig. (Für $\mu_0 = \mu_1$ wird (6) $J_1 = A/2\,(\delta_0 + \delta_1)$, das für $\delta_0 = \delta_1$ mit (6b) übereinstimmt, andernfalls kleiner ist.)

Wird die Bedingung (5) nicht verwirklicht, so muß zur Erzielung großer Empfangsströme $\mu_0 = \mu_1 = 0$, das heißt $\omega_0 = \omega_1 = \omega_r$ und $\varkappa$ klein werden. Es lautet (4) für diesen Fall:

$$J_1 = \frac{A\,\omega_r\,\varkappa}{\omega_r^2\varkappa^2 + 4\,\delta_0\delta_1} \quad (7)$$

mit einem Maximum für veränderliches $\varkappa$, wenn

$$\omega_r^2\varkappa^2 = 4\,\delta_0\delta_1 \quad (7a)$$

also

$$J_{1\,Max} = \frac{A}{4\sqrt{\delta_0\delta_1}} \quad (7b)$$

Die Empfangsstromstärke ist also die gleiche wie im Falle (6b). Auch hier ist die Einhaltung der Bedingung für das Maximum nicht sehr kritisch: sind die Summanden im Nenner nicht gleich, sondern der eine doppelt so groß wie der andere, so weicht J_1 noch nicht 6% vom Maximalwerte ab (s. Fig. 2). Der sich unter Zugrundelegung der Kreiskonstanten nach Ziff. 2 ergebende optimale Kopplungskoeffizient (7a) ist $\varkappa = 0{,}0056$.

Der Übergang von den beiden Kopplungsmaxima zur Resonanzkurve erfolgt bei Lösen der Kopplung unter Berücksichtigung von (5a) und (6a) nicht kontinuierlich. Sobald $4\,\delta_0\delta_1/\omega^2$ nicht mehr gegenüber $\varkappa^2$ vernachlässigt werden kann, tritt zu (6b) ein Faktor

$$\frac{1}{\sqrt{1 + 4\,\delta_0\delta_1/\varkappa^2\omega^2}}$$

hinzu und damit nimmt der optimale Empfangsstrom in beiden Kopplungsmaxima ab, um erst, wenn man die Verstimmung beseitigt, zum Resonanzmaximum nach (7) überzugehen.

Von praktischer Bedeutung ist der Fall, daß bei fester Kopplung auf die Abstimmöglichkeit des einen der beiden Kreise verzichtet wird, wie es zum Beispiel bei der sogenannten aperiodischen Antennenkopplung der Fall ist. Es fragt sich dann, wie die Konstanten ω_0 und $\varkappa$ zu wählen sind, um für einen gegebenen Empfangswellenbereich dem Optimum des Empfangsstromes nach (6b) möglichst nahe zu kommen. Die Bedingung optimalen Empfanges (6a) läßt sich schreiben

$$\mu_0 = \pm\,\varkappa\sqrt{\frac{\delta_0}{\delta_1}}. \quad (8)$$

Für positives μ_0 erfordert (5c):

$$\mu_0 \geq k^2 \leq 1$$

$$\text{also}\quad k \leq \sqrt{\frac{\delta_0}{\delta_1}} \quad\text{und}\quad k \leq \sqrt{\frac{\delta_1}{\delta_0}}.$$

Die zweite Bedingung wird in der Mehrzahl der Fälle der Wahl von $\varkappa$ die engeren Grenzen setzen. Die Änderung von μ_0 mit ω wird um so geringer, je kleiner ω_0/ω; je kleiner dieser Wert, um so näher wird man im ganzen Empfangsbereich der Erfüllung von (8) bleiben können. Der erforderliche Änderungsbereich von ω_1 bestimmt sich aus (5a) und (8) nach:

$$\omega_1 = \omega\sqrt{1 - \frac{k^2}{\mu_0}} = \omega\sqrt{1 \pm k\sqrt{\frac{\delta_1}{\delta_0}}},$$

d. h. der erforderliche Änderungsbereich von ω_1 ist für $\mu_0 > 0$ absolut kleiner, für $\mu_0 < 0$ größer als der entsprechende Änderungsbereich von ω und gegenüber dem bei Resonanzabstimmung erforderlichen Änderungsbereich verschoben. Aus dem zu zweit genannten Gesichtspunkte heraus wird man ω_0 klein gegen ω wählen, also λ_0 größer als die längste zu empfangende Welle. Setzt man etwa $\omega_0/\omega = \frac{1}{2}$, $\mu_0 = +0{,}75$ für die größte aufzunehmende Wellenlänge, so wird bei Änderung von ω auf den dreifachen Wert $\mu_0 = +0{,}98$. Die Bedignung (8) wird also ausreichend — siehe die Ausführungen im Anschluß an (7b) und Fig. 2 — erfüllt, um für jedes ω im Empfangsbereich nahezu den günstigsten Empfangsstrom zu geben. Mit den Zahlenwerten der Ziffer 2 wird für $\mu_0 = +0{,}75$ nach (8) $\varkappa = 0{,}53$, $\omega_1 = \omega \cdot 0{,}625$. Man kommt also im Kreis 1 mit wesentlich kleineren Kapazitätswerten aus, als wenn man mit loser Kopplung und Resonanz arbeitet. Sollte eine Kopplung von etwa 0,5 sich nicht verwirklichen lassen, so muß unter Verzicht auf möglichste Annäherung an das Empfangsoptimum ω_0/ω vergrößert werden, wobei aber der Wert $\omega_0/\omega = 1$ im ganzen Änderungsbereich von ω nicht erreicht werden darf.

Von Interesse ist noch ein Hinweis auf das Verhalten von fest gekoppelten Kreisen gegenüber Störungen stark gedämpften Ablaufs, die die Empfangskreise in ihrer Eigenschwingung anstoßen. In solchem Falle verteilt sich die Störenergie auf die beiden der Kreiskombination zukommenden Kopplungswellen, deren Wert sich aus (5) durch Auflösung nach ω ergibt. Folgen in dem Empfänger den beiden ersten noch weitere abgestimmte Kreise, so bedeutet dies eine Schwächung der Störenergie gegenüber dem Wert, den sie beim Empfang mit loser Kopplung und Resonanzabstimmung haben würde.

4. Nachdem wir im vorstehenden gesehen haben, daß die günstigste Empfangslautstärke für feste und lose Kopplung die gleiche, durch (6b) und (7b) bestimmte, ist, wenden wir uns der Abstimmschärfe in beiden Fällen zu. Dazu vergleichen wir die durch Gleichung (4) bei Änderung von ω gegebenen Resonanzkurven mit der Resonanzkurve eines Einzelkreises, indem wir die äquivalente Gesamtdämpfung



der Kreiskombination berechnen. Den Dämpfungsfaktor eines einzelnen Kreises ergibt eine einfache Rechnung zu:

$$\delta = \frac{\mu\omega}{2}\sqrt{\frac{J^2}{J_r^2 - J^2}}, \qquad (9)$$

worin J_r den Strom im Maximum, J und μ Strom und Verstimmung an der zur Dämpfungsbestimmung benutzten Stelle der Resonanzkurve bedeuten.

Bei Anwendung des Vergleichsverfahrens auf den Fall f e s t e r K o p p l u n g ($\omega^2 k^2 \gg 4\,\delta_0\delta_1$) ist zu berücksichtigen, daß sich μ in (9) auf die Verstimmung der Sendewelle (ω) gegen die Frequenz ω_m im Maximum der Resonanzkurve bezieht: $\mu = 1 - \omega_m^2/\omega^2$. Wir nehmen wieder an, daß die Einstellung der beiden Kreise, die nach (5a) und (6a) für ein gewisses ω_m erfolgt sei, unverändert bleibt und ω einen Bereich beiderseits von ω_m durchläuft. Dann ergibt sich aus (4), (6) und (9):

$$\delta_m = \frac{\omega\mu}{2}\sqrt{\frac{16\,k^2\,\delta_0\,\delta_1}{4(\mu_0\delta_1+\mu_1\delta_0)^2 - 4(m_0\delta_1+m_1\delta_0)^2 + \omega^2(\mu_0\mu_1 - k^2)^2}} \qquad (9a)$$

Hierin sind mit m_0 und m_1 die im Maximum der Resonanzkurve gültigen Werte von μ_0 und μ_1 bezeichnet. Berücksichtigt man, daß

$$\omega^2 = \frac{\omega_m^2}{1-\mu}; \quad \mu_0 = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} = \mu(1 - m_0) + m_0$$

und für μ_1 entsprechend, ferner, daß nach (6a) $m_0\,\delta_1 = m_1\,\delta_0$ und nach (5a) $m_0\,m_1 = \varkappa^2$ mithin $m_1\,\delta_0 = m_0\,\delta_1 = \pm\,\varkappa\sqrt{\delta_0\delta_1}$ ist, und vernachlässigt man μ^2 gegenüber μ, so wird nach einiger Zwischenrechnung (9a) zu:

$$\delta_m = \frac{2\,\delta_0\,\delta_1}{\delta_0 + \delta_1 \mp 2\,k\sqrt{\delta_0\,\delta_1}} \cdot \frac{1}{F} \qquad (9b)$$

Darin ist

$$F^2 = 1 \pm \frac{16\,(\delta_0\,\delta_1)^{3/2}}{\left(\delta_0 + \delta_1 \mp 2k\sqrt{\delta_0\,\delta_1}\right)\omega^2 k\mu}$$

ein Faktor, der nur für sehr kleine μ von 1 verschieden ist, also im allgemeinen nur für die Spitze der Resonanzkurve von Bedeutung wird. Bei den diesen Ausführungen zugrunde gelegten Größenannahmen ist der durch seine Vernachlässigung entstehende Fehler kleiner als 5%, wenn $\mu > 2\cdot 10^{-3}$. Die Vorzeichen in (9c) sind den Vorzeichen von m_0 und m_1 entsprechend zu wählen, das obere Vorzeichen gilt für positives m_0, m_1. Je fester die Kopplung, um so größer ist die Verschiedenheit der sich ergebenden Dämpfungswerte. Eine Illustration für $\varkappa = 0{,}5$ geben die Kurven c und d der Fig. 3. Das Auftreten von μ in F bedingt eine geringe Unsymmetrie der Resonanzkurve, die mit dem Vorzeichen von m_0, m_1 ihren Sinn ändert und für negatives m_0, m_1 von geringerem Betrage ist. Im übrigen verlaufen die Resonanzkurven im Kopplungsmaximum ähnlich denen eines Einzelkreises entsprechender Dämpfung.

Für g ü n s t i g s t e K o p p l u n g ($\omega^2k^2 = 4\delta_0\delta_1$) und Abstimmung beider Kreise ergibt sich, wenn wir J aus (4) und J_r aus (7b) in (9) einsetzen, der Dämpfungsfaktor der Kreiskombination

$$\delta_r = \frac{4\,\delta_0\,\delta_1}{\sqrt{\mu^2\,\omega_r^2 + 4\,(\delta_1 - \delta_0)^2 - 4\,\mu\,(\delta_1^2 + \delta_0^2)}} \qquad (9c)$$

Diese Gleichung besagt, daß die Resonanzkurve zweier gekoppelter Kreise steiler verläuft als die eines Einzelkreises, denn δ_r nimmt mit wachsendem μ^2 ab. Die Resonanzkurve nähert sich also rechteckiger Form, und das um so mehr, je höher die Frequenz ist. Das mit μ als Faktor behaftete Glied bewirkt eine geringe Unsymmetrie der Kurve beiderseits des Maximums: nach größeren Sendefrequenzen ($\mu > 0$) zu fällt sie etwas flacher ab. Je größer die Differenz der beiden Kreisdämpfungen bei konstanter Summe, um so geringer wird die resultierende Dämpfung der gekoppelten Kreise (vgl. Fig. 3, Kurve b).

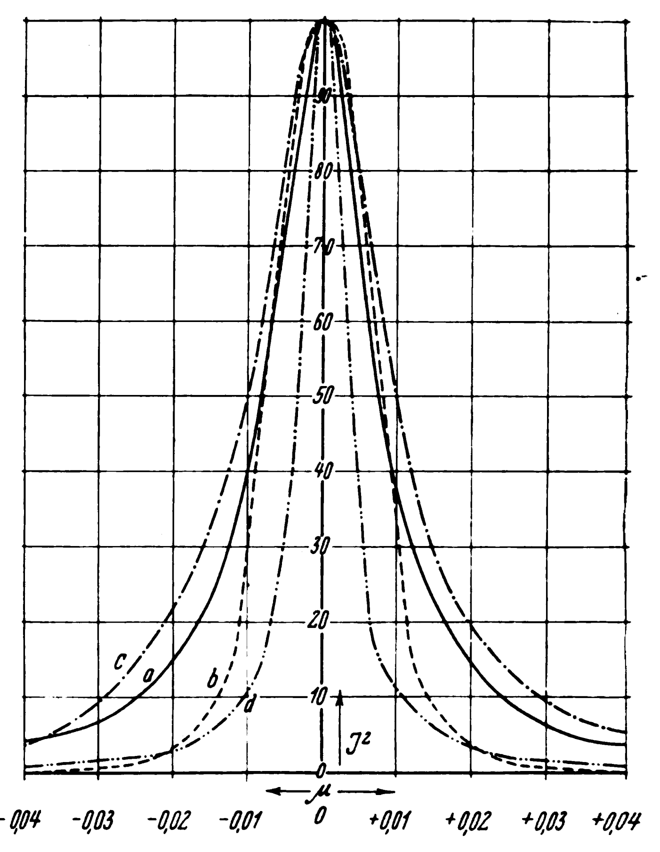


Fig. 3. Resonanzkurven, errechnet für gleichen (günstigsten) Empfangsstrom bei unveränderter Kreiseinstellung.
Das Maximum von J_1^2 liegt für alle Kurven bei $\omega = 5\cdot 10^6 \sim 375$ m.
a) ——— Resonanzkurve des Einzelkreises $\delta_0 = 2\cdot 10^4\ \mathrm{sec}^{-1}$.
b) – – – – – Resonanzkurve bei $k = 0{,}0056$, $\delta_0 = 2\cdot 10^4$, $\delta_1 = 1\cdot 10^4\ \mathrm{sec}^{-1}$.
Verlauf von J_1^2 im Kopplungsmaximum bei $k = 0{,}5$; δ_0, δ_1 wie vor:
c) —·—·— Eigenfrequenz der Kreise kleiner ω.
d) —··—··— Eigenfrequenz der Kreise größer ω.

Bei e x t r e m l o s e r K o p p l u n g ($\omega^2 k^2 \ll 4\,\delta_0\,\delta_1$) wird der resultierende Dämpfungsfaktor

$$\delta_r' = \frac{2\,\delta_0\,\delta_1}{\sqrt{4\,(\delta_0^2 + \delta_1^2) + \omega^2\mu^2}}$$

also bei großer Verschiedenheit von δ_0 und δ_1 kleiner als der geringere Wert von beiden, bei $\delta_0 = \delta_1 = \delta$ kleiner als $\delta/2$. Dabei wird allerdings auch eine erhebliche Schwächung der Empfangslautstärke in Kauf genommen. Nur in diesem Falle ist die Kopplung so lose, daß die Rückwirkung des Sekundär- auf den Primärkreis vernachlässigt werden kann.

5. Die bisherigen Betrachtungen geben als Folgerungen von (4) zwar rechnerisch die zu erwartenden Erscheinungen, lassen aber die physikalische Bedeutung und Anschaulichkeit stark zurücktreten. Um in dieser Hinsicht das Bild zu vervollständigen, leiten wir aus (1) und (2) die Beziehungen zwischen E_0 und J_0 her. Es ergibt sich:

$$E_0 = J_0\,L_0\,\{2\,\delta_0 + 2\,\delta_1\,B + j\omega\,(\mu_0 - \mu_1\,B)\}, \qquad (10)$$

worin

$$B = \frac{\omega^2 k^2}{\mu_1^2\,\omega^2 + 4\,\delta_1^2} = \frac{L_1\,J_1^2}{L_0\,J_0^2} = \qquad (10)$$

= Verhältnis der magnetischen Energien beider Kreise.

Die aus der Transformatorentheorie bekannte Formel besagt, daß durch die Kopplung in Kreis 0 ein Teil der Dämpfung des Kreises 1 und seines Blindwiderstandes (negativ) eingeführt wird, ein Teil, dessen Größe durch den Wert von B bestimmt wird. Für den Fortfall des Blindwiderstandes des Kreises 0 und damit größte Leistungsaufnahme dieses Kreises ist Bedingung, daß der induzierte Blindwiderstand dem eigenen Blindwiderstande des Kreises 0 gleich wird: $B\mu_1 = \mu_0$. Für feste Kopplung, mithin $\mu_1^2\omega^2 >> 4\delta_1^2$, folgt daraus nach (10a) $\mu_1\mu_0 = \varkappa^2$ entsprechend (5a). Zur Erzielung des maximalen Empfangsstromes J_1 muß bei fester Kopplung des weiteren nach (6a) $\mu_0/\mu_1 = \delta_0/\delta_1 = B$ sein. Zu eben dieser Gleichung führt im Falle der Resonanz $-\mu_1 = 0$ und folglich $B = \varkappa^2\omega^2/4\delta_1^2$ — die Bedingung (7a) optimalen Empfanges: $\varkappa^2\omega^2 = 4\delta_0\delta_1$. Diese Gleichung $B = \delta_0/\delta_1$ läßt aber den induzierten Dämpfungswiderstand $2\delta_1 B = 2\delta_0$, dem vor der Kopplung vorhandenen Dämpfungswiderstande werden. Zusammenfassend läßt sich also die Bedingung günstigsten Empfanges charakterisieren: Die von Kreis 1 in 0 induzierten Wirk- und Blindwiderstände müssen den vor der Kopplung in ihm vorhandenen Widerständen gleich werden. Unter Berücksichtigung von (10a) wird $B = \delta_0/\delta_1$ zu $J_1^2 R_1 = J_0^2 R_0$: der Leistungsverbrauch in beiden Kreisen ist bei den günstigsten Empfangsbedingungen gleich groß. Der Kreis 0 gibt also die Hälfte seiner Leistungsaufnahme an den Kreis 1 weiter.

In gleicher Weise, wie in Kreis 0 nach (10) durch Einwirkung von Kreis 1 im Kopplungsmaximum der Blindwiderstand verschwindet, erfolgt auch in Kreis 1 die Abgleichung von elektrischer und magnetischer Energie über die wechselseitige magnetische Energie beider Kreise.

Da das energetische Prinzip, nach dem sich die optimale Empfangsstromstärke bestimmt, für alle Kopplungsgrade das gleiche ist, so ist zu folgern, daß auch eine etwa vorhandene Rückwirkung der Leistungsaufnahme in Kreis 0 auf die wirkende EMK E_0 bei allen Kopplungsgraden in gleicher Weise auftritt, so daß dieser Gesichtspunkt bei der Beurteilung der verschiedenen Kopplungsgrade nicht mitspricht.

6. Die vorstehenden Ausführungen beziehen sich auf den stationären Zustand, sie berücksichtigen nur die erzwungenen Schwingungen. Sie können jedoch ohne merklichen Fehler auch auf alle die Betriebsarten ausgedehnt werden, bei denen die Zeitperioden konstanter EMK E_0 groß sind gegenüber der Zeitdauer $1/\delta$, in der An- und Abklingvorgänge der freien Schwingungen auf $1/e$ ihrer Anfangsamplitude herabsinken. Ebenso ist ihre Anwendung auf den Telephonieempfang erlaubt, da hier schon die Rücksicht auf verzerrungsfreie Wiedergabe der Tonmodulation dazu zwingt, die Zeitkonstante $1/\delta$ der Empfangskreise klein und somit δ ausreichend groß zu halten, um störende freie Schwingungen der Empfangskreise zu vermeiden.

Zusammenfassung.

Aus den Spannungsgleichungen zweier induktiv gekoppelter Kreise wird die Beziehung zwischen primär wirkender Spannung und sekundärem Strom abgeleitet. Auf Grund von Annahmen über die Größenordnung der einzelnen Konstanten, wie sie in funkentelegraphischen Empfangskreisen etwa vorliegen, werden die Werte des Empfangsstromes bei verschiedenen Kopplungsgraden berechnet. Der Empfangsstrom in den Kopplungsmaximis ist von gleicher Größe wie bei Resonanz und günstigster Kopplung. Auf die Abstimmschärfe der Kreiskombination bei verschiedenem Kopplungsgrade wird durch Vergleich mit der Resonanzkurve eines Einzelkreises geschlossen. Das Ergebnis zeigt Fig. 3. Unter Heranziehung der Formeln für den Primärstrom als Funktion der Primärspannung wird auf die physikalische Bedeutung der angegebenen Beziehungen hingewiesen.

(Eingegangen am 7. 7. 1926.)

Zur Konstruktion der Radiospiegel.

Von **W. W. Tatarinoff.**

Bei der Konstruktion der Spiegel für gerichtetes Radiosenden ist es wichtig, die Phasenverschiebung bei der Wellenreflexion von den resonierenden Spiegelleitern zu wissen. Diese Phasenverschiebung ψ hängt im allgemeinen von der Verstimmung des Resonators, von seiner Form und seiner Lage hinsichtlich der Antenne ab.

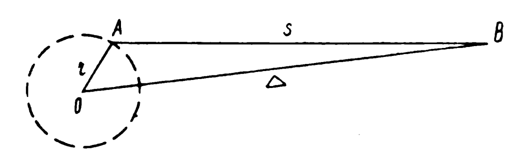


Fig. 1.

Die Abhängigkeit ψ von der Entfernung r zwischen der Antenne und dem Resonator wurde von mir auf experimentellem Wege für den Fall, daß die beiden geradlinigen Leiter von der Länge einer Halbwelle sind, untersucht [1]).

Die Untersuchungsmethode war die folgende: In dem Punkte O (Fig. 1) wurde die Antenne gestellt, in dem Punkte A der Spiegel (ein abgestimmter Draht) und in dem Punkte B der Empfänger mit dem Thermoelement. Bezeichnen wir die Amplituden der Ströme, welche im Empfänger von der Antenne allein und von dem Spiegel allein erregt werden, durch J_1 bzw. J_2, so wird die ganze Stromamplitude J in dem Empfänger durch die Gleichung

$$J^2 = J_1^2 + J_2^2 + 2J_1J_2\cos[\varphi - 2\pi(\Delta - s)] \;^{2)} \qquad (1)$$

bestimmt, wo φ die Phasenverschiebung des Resonators hinsichtlich der Antenne bedeutet.

Verschieben wir den Resonator auf einem Kreis vom Radius r, so wird φ unverändert bleiben. Ist der Empfänger genügend weit von der Antenne und dem Resonator entfernt ($\Delta >> r$), so kann man auch J_1 und J_2 für konstant annehmen. Es wird sich nur $\Delta - s$ in den Grenzen $-r$ und $+r$ verändern. Dementsprechend wird sich auch J verändern, wobei wir

$$\text{die Maxima bei } \varphi - 2\pi(\Delta - s) = 2k\pi$$
$$\text{und die Minima bei } \varphi - 2\pi(\Delta - s) = (2k+1)\pi$$

[1]) „Telegraphia i Telephonia bez Prowodow", Nr. 32, S. 534, 1925 (Russ.).

[2]) Alle Entfernungen in dieser Arbeit sind in Teilen der Wellenlänge ausgedrückt.

erhalten werden. Diese letzteren Gleichungen liefern die Werte von φ und dadurch wird es leicht, die gesuchte Phasenverschiebung ψ bei der Reflexion zu ermitteln, denn es ist

$$\varphi = \psi + 2\pi r.$$

Die Untersuchung hat gezeigt, daß ψ eine Funktion von r ist. Die gefundene Abhängigkeit ψ von r ist graphisch in der Fig. 2 dargestellt. Auf dieser Figur sieht man, daß bei $r = 0$, $\psi = 180^0$ ist, und daß ψ bei wachsendem r sich assymptotisch zu 90^0 nähert.

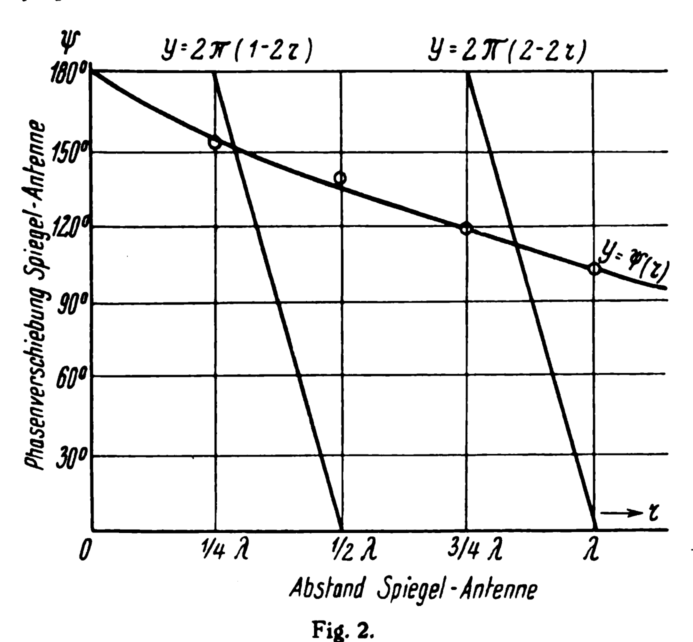


Fig. 2.

Mit dieser Kurve ist es leicht, die Entfernung, in welcher sich der Spiegel befinden muß, damit der reflektierte und der unmittelbar auf den Empfänger fallende Strahl in der Phase übereinstimmen, zu berechnen. Man muß dazu die Gleichung

$$\psi(r) + 4\pi r = 2k\pi$$

oder

$$\psi(r) = 2\pi(k - 2r) \qquad (2)$$

lösen.

Die Lösung wird am einfachsten graphisch, als Schnittpunkt zweier Kurven

$$y = \psi(r) \text{ und } y = 2\pi(k - 2r),$$

ermittelt. Auf diese Weise wurden folgende Werte von r_k und ψ_k für verschiedene ganze Zahlen k bestimmt.

k	1	2	3	4	5
r_k	0,285	0,845	1,372	1,875	2,375 (A)
ψ_k	154°	113°	92°	90°	90°

Schon von $k = 4$ an, kann man $\psi(r) = \frac{\pi}{2}$ annehmen und r nach der vereinfachten Formel

$$r = \frac{1}{2}\left(k - \frac{1}{4}\right)$$

berechnen.

Wenn wir also **hinter** der Antenne den Resonator in einer Entfernung von 0,285 oder 0,845 usw. aufstellen, so werden die Wellen, welche vom Resonator und von der Antenne zum Empfänger kommen, in der Phase übereinstimmen. Doch werden diese Entfernungen r_1, r_2 usw. nicht den Maxima der Ströme im Empfänger entsprechen, denn mit der Verringerung der Entfernung r vergrößert sich die Amplitude des Resonators. Darum werden den Maxima der Empfängerangaben die etwas kleineren Entfernungen r', r'' usw. entsprechen. Diese Maximaverschiebungen müssen allmählich mit Vergrößerung von r, also mit dem wachsendem k, abnehmen.

Diese Betrachtungen wurden experimentell geprüft. Der Resonator wurde zuerst dicht bei der Antenne aufgestellt und dann allmählich bis zu der Entfernung $r = \lambda$ verschoben. Das Gesetz der Amplitudenänderungen des Empfängers mit wachsender Entfernung zwischen dem Resonator und der

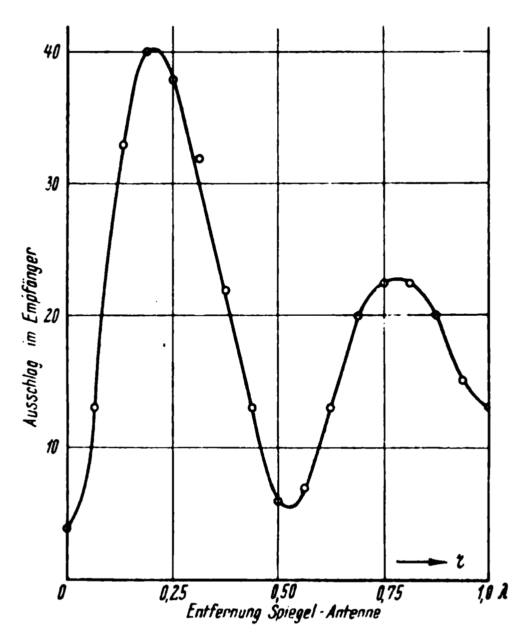


Fig. 3.

Antenne ist durch die Kurve der Fig. 3 dargestellt. Die Maxima der Kurve entsprechen folgenden Werten von r:

$$r' = 0{,}20 \text{ und } r'' = 0{,}83$$

während

$$r_1 = 0{,}285 \text{ und } r_2 = 0{,}845$$

sind.

Wir sehen, daß diese Maxima wirklich in der Richtung der kleineren r verschoben sind und daß diese Verschiebung mit wachsendem r schnell abnimmt:

$$r_1 - r' = 0{,}085; \quad r_2 - r'' = 0{,}015.$$

Das größte Maximum ist natürlich das erste. Darum ist es am vorteilhaftesten, den Spiegel hinter die Antenne in einer Entfernung von $r = 0{,}2$ aufzustellen.

Auf solche Weise werden die Wellen von einem einzelnen geradlinigen Leiter reflektiert. Es wird gefragt, ob sie auf derselben Weise auch im Falle einer zusammengesetzten Antenne und eines zusammengesetzten Spiegels

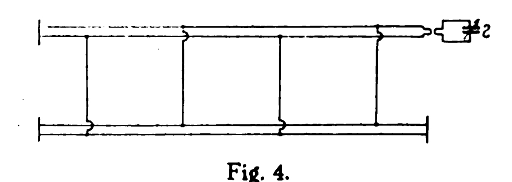


Fig. 4.

reflektiert werden und wie man in diesem Fall ihre Flächen anordnen soll? Die letzte Frage wurde für die Antenne, deren Schema auf der Fig. 4 dargestellt ist, experimentell gelöst. Die Anordnung bestand aus zwei **Lecher**systemen,



auf denen in den Spannungsbäuchen vier vertikale, in gleicher Phase schwingende Antennen angebracht wurden. Das obere Lechersystem wurde mit einem Generator von Wellenlänge $\lambda = 1,9$ m erregt.

Es wurden drei verschiedene Spiegelarten untersucht. Ein Spiegel bestand aus vier mit den vertikalen Antennenleitern identischen Drähten, welche in ihren Strombäuchen an einem langen tragbaren hölzernen Stab befestigt waren. Der zweite bildete ein Gitter aus 40 dünnen vertikalen

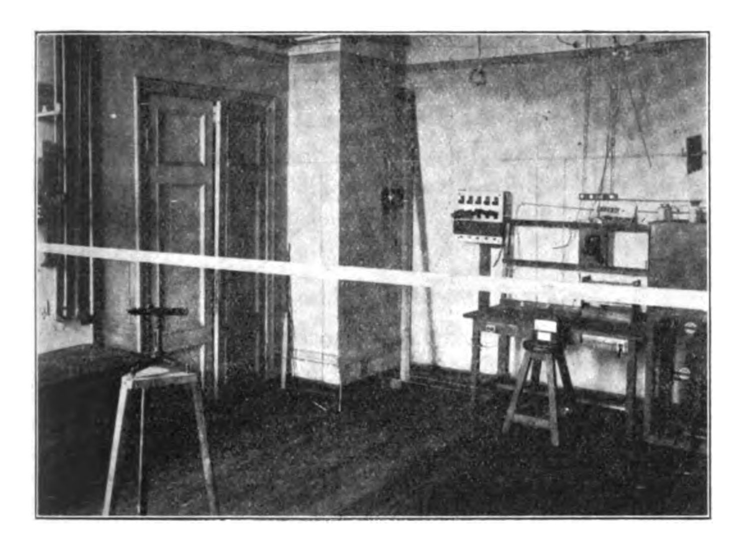


Fig. 5.

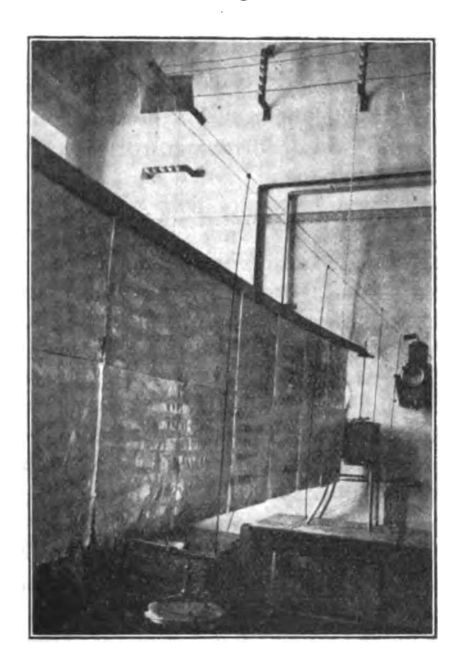


Fig. 6.

Leitern von der Länge $\frac{1}{2}\lambda$, welche oben und unten mit einem Leiter verbunden waren. Der dritte war ein Planspiegel aus Stanniol.

Der erste und der dritte Spiegel sind auf den Fig. 5 und 6 dargestellt.

Diese Untersuchung hat gezeigt, daß ein Gitterspiegel bedeutend schlechter wirkt im Vergleich mit den anderen Spiegelarten. Der Planspiegel reflektiert am besten und fast ebenso gut reflektiert ein abgestimmter Spiegel mit vier Leitern.

Die Leistungsänderung im Empfänger als eine Funktion der Entfernung der Spiegel- und Antennenflächen ist auf den Fig. 7 und 8 für den abgestimmten Spiegel bzw. für den Planspiegel dargestellt. Aus diesen Kurven sieht man, daß für beide Spiegel die Strommaxima des Empfängers ungefähr demselben Werte $r = 0,2$ entsprechen.

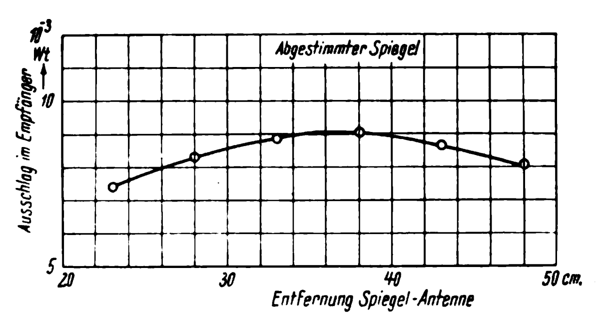


Fig. 7.

Die Tatsache, daß ψ eine Funktion von r ist, erlaubt noch einige Folgerungen über die Konstruktion von parabolischen Spiegeln zu ermitteln.

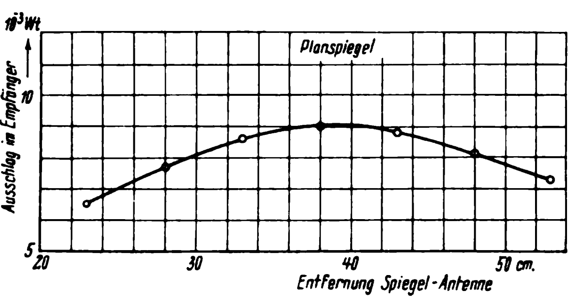


Fig. 8.

Unter einem parabolischen Spiegel werde ich einen Zylinderspiegel verstehen, welcher aus einer gewissen Anzahl geradliniger abgestimmter Drähte, die längs der Erzeugenden eines parabolischen Zylinders gestellt sind, in dessen Fokallinie sich eine geradlinige Antenne von gleichen Dimensionen befindet, besteht.

Es ist leicht zu begreifen, daß ein solcher Spiegel kein Parallelbüschel von Strahlen geben wird, denn die Reflexionen von verschiedenen Spiegelelementen werden mit verschiedenen Phasendifferenzen entstehen. Um einen Parallelbüschel zu erhalten, muß man als Richtlinie nicht die Parabel, sondern eine gewisse andere, sich mehr oder weniger von ihr unterscheidende Kurve auswählen. Vernachlässigt man den gegenseitigen Einfluß der Spiegelelemente, so wird es leicht sein, die Form dieser Kurve zu finden.

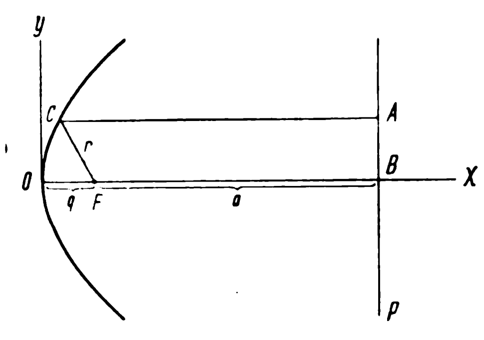


Fig. 9.

Lassen wir die Fig. 9 die gesuchte Richtlinie darstellen. In einer gewissen, zur Achse der Kurve senkrechten Ebene P

finden wir die Phase φ, mit der ein gewisser reflektierter Strahl FCA auf diese Ebene fällt, zu:

$$\varphi = 2\pi(r + q + a - x) + \psi(r) \quad (3)$$

Wird φ als konstant angenommen, so werden wir die Gleichung für die gesuchte Kurve erhalten. Sie verwandelt sich in eine Gleichung der Parabel, wenn $\psi(r)$ = konstant. Da aber bei der Entfernung $r > 1{,}5 \ldots \psi(r) = \sim \frac{\pi}{2}$, so wird bei $q > 1{,}5$ der Spiegel sich wenig von einem Parabelspiegel unterscheiden. Doch ist es nicht vorteilhaft, die Antenne in so große Entfernungen vom Spiegel zu stellen, da der letztere dabei enorme Dimensionen bekommt.

Überhaupt soll bemerkt werden, daß man bei einer rationellen Spiegelkonstruktion q nicht willkürlich wählen darf. Hier muß ich auf einen wesentlichen Unterschied zwischen den Radio- und den optischen Spiegeln hinweisen. Der parallele Strahlenbüschel eines Scheinwerfers besteht ausschließlich aus reflektierten Strahlen. Derjenige des Radioprojektors aber kann und muß auch unmittelbar von der Strahlungsquelle kommende Srtahlen enthalten. Das wird erreicht, wenn die Phasendifferenz zwischen dem direkten Strahl und den reflektierten Strahlen gleich $2k\pi$ sein wird. Doch wird die Phase des direkten Strahls FB an der Fläche P gleich $2\pi a$ sein. Damit die Phasendifferenz gleich $2k\pi$ wird, muß die Beziehung

$$2\pi(r + q - x) + \psi(r) = 2k\pi \quad (4)$$

erfüllt sein. Dabei kann man für q die Werte r_k aus der Tabelle (A) entnehmen. Auf diese Weise erhalten wir die gesuchte Gleichung für die Richtlinie:

$$2\pi(r + r_k - x) + \psi(r) = 2k\pi. \quad (5)$$

Indem wir der Zahl k die Werte 1, 2, 3 geben, bekommen wir Spiegel erster, zweiter usw. Ordnung, in welchem die Phasendifferenz zwischen den direkten und den reflektierten Strahlen 2π, 4π usw. sein wird.

Auf der Fig. 10 sind die Richtlinien für die Spiegel erster und zweiter Ordnung (ausgezogene Linien) und zum Vergleich mit ihnen auch die Parabeln (gestrichelte Linien) dargestellt.

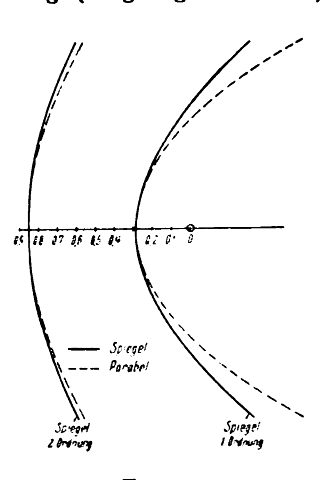


Fig. 10.

Aus der Zeichnung ist ersichtlich, daß die Richtlinie des Spiegels erster Ordnung sich bedeutend von der Parabel unterscheidet, wobei die Phasendifferenz der von der Mitte und von den Rändern des Spiegels kommenden Strahlen bei der auf der Figur gegebenen Öffnung etwa 50° beträgt.

Die Abweichung des Spiegels zweiter Ordnung von der parabolischen Form ist bedeutend kleiner.

Nijni-Nowgorod, Radiolaboratorium.

(Eingegangen am 5. 8. 1926.)

Zusammenfassender Bericht.

Aufnahme-Mikrophone für den Rundfunk.

Von **F. Weichart.**

Während man früher unter einem „Mikrophon" stets ein Kohle-Mikrophon zu verstehen pflegte, ist dieser Begriff heute erheblich umfassender. Man versteht jetzt unter einem Mikrophon alle diejenigen Apparate, die dazu dienen, Schallschwingungen in elektrische Wechselströme umzuformen. Die Berechtigung zu dieser Erweiterung des Begriffes „Mikrophon" ergibt sich ohne weiteres aus der Tatsache, daß die modernen, im Rundfunk verwendeten Aufnahmeorgane noch viel mehr dazu geeignet sind, auch die leisesten Töne wahrnehmbar zu machen, als das alte Kohlemikrophon.

Die zur Zeit benutzten Mikrophone [1]) kann man in folgende Gruppen einteilen:

1. Kontaktmikrophone.

Der Widerstand eines verhältnismäßig schlecht leitenden, körnigen oder kristallinischen Materials (z. B. Kohlekörner, Kohlepulver) wird durch Auftreffen der Schallwellen verändert. Der von der Mikrophonbatterie gelieferte Gleichstrom schwankt dementsprechend in seiner Stärke, d. h. dem Gleichstrom wird der der Sprache entsprechende Wechselstrom überlagert.

2. Kapazitive Mikrophone.

Einer festen Metallscheibe gegenüber befindet sich eine Metallmembran oder Metallfolie, die mit der ersteren zusammen einen kleinen Kondensator bildet. Beim Auftreffen von Schallwellen ändert sich die Entfernung der beiden metallischen Flächen und damit die Kapazität des Kondensators.

3. Elektromagnetische und elektrodynamische Mikrophone.

Ein gewöhnliches Telephon kann ohne weiteres als Mikrophon gebraucht werden. Die durch die Schallwellen erzwungenen Schwingungen der Eisenmembran oder des Ankers ergeben Änderungen des Luftspaltes und damit des magnetischen Widerstandes. Die entsprechenden Änderungen des magnetischen Flusses induzieren in den Wicklungen Wechselspannungen von der Form der Schallschwingungen.

[1]) Vgl. auch Jahrbuch für das gesamte Funkwesen, Jahrg. I, S. 74–84, 1924.



Beim elektrodynamischen Mikrophon befindet sich ein leicht beweglicher Leiter in einem starken Magnetfeld. Wird der Leiter durch auftreffende Schallwellen bewegt, so entsteht an seinen Enden eine elektrische Spannung, deren Form den Schallwellen entspricht.

4. Gas-Mikrophone.

Zwischen zwei Elektroden wird ein Elektrizitätstransport durch Ionen eingeleitet. Die den Schallwellen entsprechenden Veränderungen des Luftdrucks beinflussen die Stärke des Ionenstromes, der somit aus einem Gleichstrom und einem überlagerten Wechselstrom besteht.

5. Thermo-Mikrophone.

Ein durch einen Dauerstrom erhitztes, äußerst dünnes Drähtchen wird durch die Schallwellen mehr oder minder abgekühlt; dadurch wird sein Widerstand im gleichen Rhythmus verändert.

6. Kristall-Mikrophone.

Hier wird die sogenannte Piezo-Elektrizität benutzt, d. h. die Tatsache, daß bei Ausübung eines Druckes oder Zuges bei gewissen Kristallen eine elektrische Spannung entsteht.

---

1. Kontakt-Mikrophone.

a) Kohle-Mikrophone.

Sofern es sich nur um die Übermittlung von Sprache handelt, kann jedes gute, handelsübliche Kohle-Mikrophon verwendet werden.

Besonders bewährt hat sich das sogenannte Tischdiktiermikrophon der Firma Telegraphon-A.-G., das aus 12 kleinen Einzelmikrophonen besteht. Für die Zwecke des Rundfunks wird es in einer besonderen Ausführungsform (Fig. 1) geliefert, die sich von der gewöhnlichen dadurch unterscheidet, daß hier eine veränderliche, mechanische (Watte-) Dämpfung vorhanden ist. Fig. 2 zeigt die durchlöcherte Druckplatte auf der Vorderseite, Fig. 3 die Druckregulierschraube auf der Rückseite des Mikrophons; Fig. 4 stellt dasselbe in geöffnetem Zustande dar und läßt deutlich die 12 Einzelmikrophone erkennen. Die Membranen bestehen aus Kohle; zur Füllung sind Kohlekörner besonderer Art verwendet. Beim Gebrauch muß das Mikrophon unter einem geringen Winkel gegen die Vertikale geneigt sein. Zu diesem Zwecke ist oben am Mikrophon eine unsymmetrisch gesetzte Öse angebracht. Beim Aufhängen zieht dann die Schwerkraft das Mikrophon von selbst in die richtige Schräglage.

Der mittlere Betriebsstrom für das Mikrophon beträgt maximal etwa 35 Milliampere. Soll außer Sprache auch Musik übertragen werden, so empfiehlt es sich aber, ihn geringer zu wählen, etwa 10 bis 20 Milliampere. Die Verstärkung muß dann naturgemäß dementsprechend höher sein. Trotzdem ist die von einem derartigen Mikrophon gelieferte Sprachstromenergie ziemlich groß. Verwendet man einen Telephonie-Sender mit Gittergleichstromsteuerung, so genügt im allgemeinen eine Verstärkerstufe (Fig. 5) vollkommen.

Auch einfachere musikalische Darbietungen lassen sich mit befriedigendem Erfolge aufnehmen, vor allem Streichinstrumente, wie Cello, Violine usw. Bei größeren Besetzungen muß die gegenseitige räumliche Aufstellung der einzelnen Musikinstrumente sehr genau erprobt und innegehalten werden. Bei akustisch schwierigen Zusammenstellungen versagt dagegen dieses Mikrophon.

Angenehm ist bei Benutzung eines Kohlemikrophons, daß die Entfernung zwischen Mikrophon und Sender bzw. Verstärker bis zu mehreren Kilometern betragen kann, ohne daß hierbei eine besondere Einrichtung oder Bedienung notwendig wäre. Zur Übertragung von Ansprachen, Kundgebungen usw. ist daher ein solches Mikrophon bisweilen recht gut geeignet.

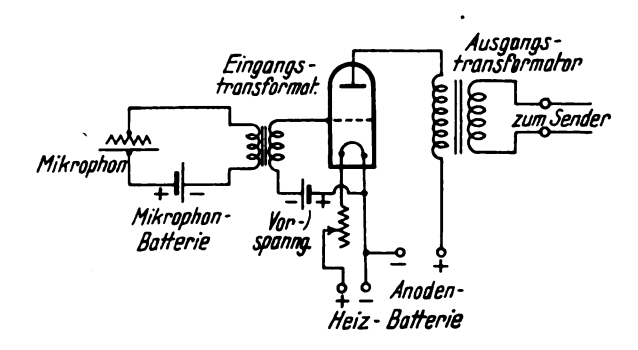


Fig. 5.
Schaltung für Kohlemikrophon mit einer Verstärkerstufe.

Im Ausland, vor allem in Amerika, sind Kohlemikrophone besonderer Art sehr viel im Gebrauch. Diese sogenannten Gegentakt-Mikrophone (push-and-pull microphone) besitzen eine außerordentlich stark gespannte Membran, meist aus Duraluminium, deren Eigenschwingung dementsprechend hoch liegt. Man erreicht dadurch, daß die in der gewöhnlichen Sprache vorkommenden Frequenzen, die zum größten Teil unterhalb der Eigenschwingung der Membran liegen, einigermaßen gleich stark übertragen werden. Auf jeder Seite der Membran befindet sich ein kleiner Kohlebehälter, der mit je einer Hälfte des Eingangstransformators einen Stromkreis für sich bildet (Fig. 6). Einer Zunahme des Mikrophonstromes auf der einen Seite entspricht daher eine Abnahme auf der anderen Seite; in dem Eingangstransformator wirken aber diese beiden Stromänderungen im gleichen Sinne, so daß sie sich in ihrer Wirkung unterstützen (Gegentakt- oder push-and-pull-Schaltung).

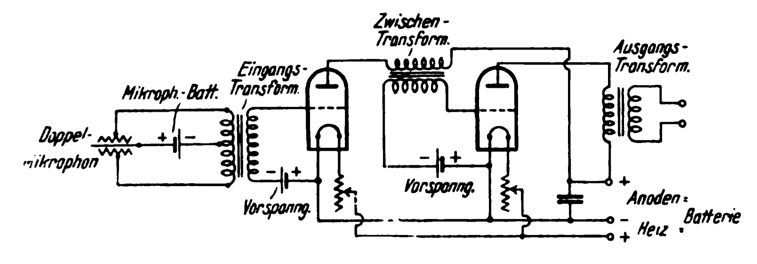


Fig. 6.
Schaltung für Doppelmikrophon mit 2 Verstärkerstufen.

Mit derartigen Mikrophonen wird sowohl Sprache als auch Musik aufgenommen. Infolge der hohen Spannung vermag die Membran, die durch ein Luftpolster noch gedämpft wird, nur ganz geringe Schwingungen auszuführen. Die durch zu starke Pressung der Kohleteilchen entstehenden Verzerrungen in der Wiedergabe werden daher vermieden; dafür muß man allerdings den Nachteil in Kauf nehmen, daß ein derartiges Mikrophon auch nur erheblich weniger Sprachstromenergie abzugeben vermag. Man muß daher unter gleichen Bedingungen wie oben 2 bis 3 Verstärkerstufen anwenden. Trotzdem erfreut sich diese Mikrophontype wegen der Einfachheit der Bedienung großer Beliebtheit.

b) Mikrophon von Reisz.

Eine besondere Ausführungsform des Kohlemikrophons ist das von E. Reisz seit Ende 1924 hergestellte Mikrophon, das sich vor allem durch das Fehlen einer Membran auszeichnet. Es besteht aus einem Marmorblock (Fig. 7) von genügender Größe, in den eine Schicht Kohlepulver ein-

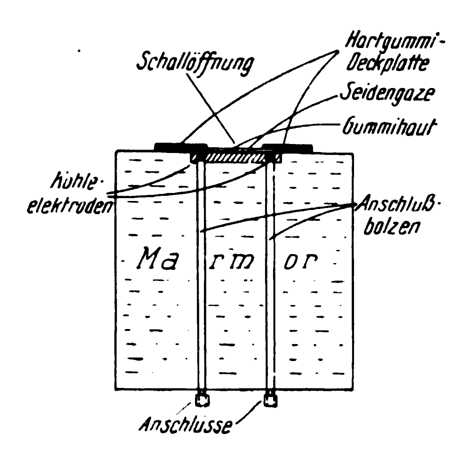


Fig. 7.
Horizontaler Schnitt durch ein Reisz-Mikrophon.

gebettet ist, die vom Strom durchflossen wird und deren Widerstand sich beim Auftreffen von Schallwellen ändert. Der Marmorblock hat die Form eines Würfels von etwa 10 cm Kantenlänge. Auf der Vorderseite ist eine Fläche von etwa 10 qcm 3 mm tief eingesenkt, so daß hier ein quaderförmiger Hohlraum entsteht. Zu beiden Seiten dieses Hohlraums sind Kohleelektroden eingelassen, die zur Zu- und Abführung des Stromes dienen. Der ganze Hohlraum wird nun mit besonders hergerichteter Kohle verschiedener Körnung vollgeschüttet; dann wird er durch eine darüber gespannte Gummihaut von nur einigen Hundertstel Millimeter Dicke abgeschlossen. Hierdurch wird nicht nur das Herausfallen der Kohle beim Aufrichten des Mikrophons verhindert, sondern gleichzeitig auch das Eindringen von Feuchtigkeit, was für das einwandfreie Arbeiten des Mikrophons von größter Bedeutung ist. Über die Gummihaut ist dann Seidengaze gespannt und beides durch eine Deckplatte aus Hartgummi fest gegen den Marmor gepreßt, wie man aus der Fig. 8a erkennt, die das Mikrophon von vorn zeigt. In Fig. 8b erblicken wir dasselbe von hinten; hier sind die Anschlüsse, zwei Klemmschrauben, die auf durchgehenden Bolzen sitzen.

Der Widerstand des Mikrophons beträgt 150 bis 300 Ohm; er ändert sich beim Besprechen nicht, wie beim gewöhnlichen Kohlemikrophon, um beträchtliche Werte, sondern behält dauernd diesen Mittelwert. Die Schwankungen des Widerstandes unter dem Einfluß des auftreffenden Schalles sind auch nur sehr gering; dementsprechend beträgt die abgebbare Leistung nur etwa $^1/_{300}$ der von einem gewöhnlichen Kohlemikrophon gelieferten Sprachenergie.

Die Stärke des Mikrophon-Gleichstroms richtet sich nach der Länge bzw. nach dem Widerstand der Zuleitungen. Je größer dieser ist, desto größer muß der Wert des Gleichstroms gewählt werden, um die gleiche Ausgangsenergie zu erhalten. Das Mikrophon verträgt im Höchstfalle eine Beanspruchung mit 100 Milliampere. Dadurch ist die Länge der Zuleitungen, die im übrigen mehrere Kilometer betragen kann, in gewisser Weise begrenzt. Bei kurzen Zuleitungen genügt eine Mikrophonbatterie von einigen Volt Spannung und ein Mikrophonstrom von etwa 20 mA.

Zu dem Mikrophon gehört ein vierstufiger Widerstandsverstärker; an der ersten Röhre wird jedoch ein Eingangstransformator verwendet. Einen solchen vierstufigen Verstärker sehen wir in Fig. 9 in geschlossenem, in Fig. 10 in geöffnetem Zustande. Das Amperemeter links zeigt die Stärke des Mikrophongleichstroms an, das Instrument auf der rechten Seite den Anodenstrom des vierten Rohres. Dieses muß stets auf einem bestimmten, festen Wert stehen bleiben; ein Pendeln des Zeigers deutet darauf hin, daß das letzte Rohr übersteuert wird. Bei der neuesten Ausführung hat jedes Rohr seinen eigenen Anodenstrommesser.

Als Rohre werden in den ersten drei Stufen solche der Type BF (von Siemens & Halske), als letztes ein solches der Type RV 24 (von Telefunken) verwendet. Drei BF-Rohre brauchen in Serienschaltung eine Heizspannung von 10,5 Volt; das Rohr RV 24 benötigt etwa 14 Volt. Die Ausführung ist daher so erfolgt, daß die ersten drei Rohre in Serie geheizt werden und daß eine Heizbatterie von 16 Volt vorgesehen ist. Die richtige Stärke des Heizstromes wird bei den BF-Rohren (1,1 Amp.) automatisch durch einen selbstregulierenden Eisenwiderstand eingestellt; bei der RV 24, die 4,5 Amp. braucht, wird ein Schiebewiderstand benutzt. Sowohl die BF-Rohre als auch das Rohr RV 24 besitzen einen Wolframfaden.

In der Fig. 10 erkennen wir deutlich die drei BF-Rohre mit ihren zugehörigen Vorspannbatterien (Trockenelemente der Type T 6 von S. & H.), unmittelbar rechts daneben den zugehörigen Eisenwiderstand; rechts davon dann den obersten Teil des Rohres RV 24 mit seiner Vorspannbatterie, die 20 Volt Spannung besitzt.

Der ganze Verstärker ist in einen Eisenkasten eingebaut, der einen aufklappbaren Deckel besitzt. Schräg unterhalb des Mikrophonstrommessers bemerken wir noch auf der Vorderwand einen Dämpfungswiderstand zur Regulierung der Lautstärke, schräg unterhalb des Anodenstrommessers eine Telephonbuchse zur Mithör-Kontrolle.

Fig. 11 zeigt uns das Schaltbild des Verstärkers. Es ist ein normaler Widerstandsverstärker mit induktions- und kapazitätsfrei gewickelten Drahtwiderständen. Für die BF-Rohre und für das Rohr RV 24 wird die gleiche Anodenspannung, nämlich 450 Volt, verwendet. Infolge des Spannungsabfalles an den Anodenwiderständen erhalten die BF-Rohre nur ungefähr 200 Volt mittlere Anodenspannung; am Rohr RV 24 ist dagegen die volle Anodenspannung wirksam, da in dessen Anodenkreis nur der Ausgangstransformator liegt.

Die mit A_2 bis A_3 bezeichneten Klemmen sind für das ebenfalls mitgezeichnete, automatisch wirkende Amplituden-Begrenzungsgerät vorgesehen, das einfach außen an den Verstärker angeschraubt wird. Es besteht aus einem Röhrenvoltmeter, das bei einer bestimmten, beliebig einstellbaren Gittervorspannung einen bestimmten Anodenstrom ergibt, der das Amperemeter A durchfließt. An dem drehbaren System ist ein kleiner Platinbügel angebracht, der beim Ausschlag des Instrumentes mehr oder weniger tief in ein mit einem Elektrolyten gefülltes Röhrchen eintaucht. Zwischen dem Platinbügel und der Zuführung zum Elektrolyten ist daher ein veränderlicher Widerstand vorhanden, und dieser dient als Dämpfungswiderstand für den Anodenkreis des dritten Rohres. Da das drehbare System eine gewisse Trägheit besitzt, so wirkt diese Dämpfung nicht augenblicklich, sondern erst nach einer gewissen kleinen Zeit. Das ist notwendig, da sich sonst eine Verzerrung ergeben würde. Diese automatische Regulierung ist besonders bei der Übertragung aus Theatern usw. von Bedeutung.

Die Bedienung der Reisz-Mikrophone ist ebenso einfach wie die der gewöhnlichen Kohlemikrophone. Die Mikrophonbatterie kann im Verstärkerraum stehen und die Mikrophone von dort nach Belieben eingeschaltet werden. Eine Wartung an Ort und Stelle ist nicht erforderlich. Aus diesen Gründen sind Reisz-Mikrophone neuerdings fast ausschließlich im Gebrauch. Auch im Auslande hat man sich zum großen Teil für sie entschieden.

aus diesem Grunde am besten dünnstes Stahlblech. Zwischen diesen beiden Belegungen kann sich entweder Luft oder ein festes Dielektrikum befinden. Benutzt man eine Metallfolie, die frei vor der festen Platte hängt, ohne eine Eigenschwingung zu haben, so muß man eine dünne isolierende Schicht zwischen den beiden Belegungen anordnen, um eine Berührung derselben zu verhindern.

Es bieten sich zwei Möglichkeiten, ein derartiges Mi-

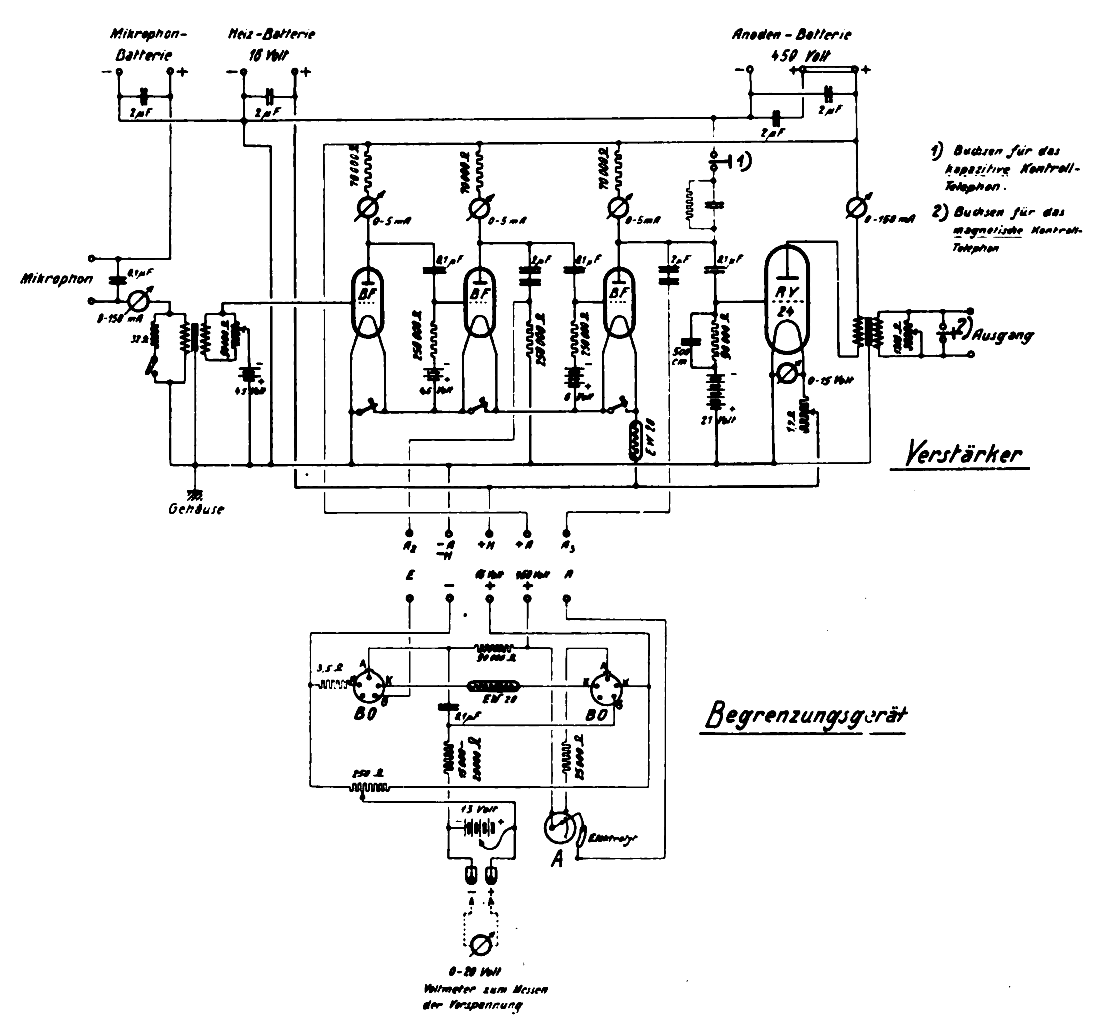


Fig. 11. Verstärker-Schaltung für das Reisz-Mikrophon.

2. Kapazitive Mikrophone [1]).

Kapazitive Mikrophone werden bisher beim deutschen Rundfunk im allgemeinen nicht benutzt; die Versuche, brauchbare Aufnahmeorgane dieser Art zu schaffen, scheinen jedoch sehr aussichtsreich zu sein. Es wäre allerdings verfrüht, bereits eingehendere Angaben darüber zu machen. Wir wollen uns daher damit begnügen, das Prinzip dieser Mikrophone kennen zu lernen.

Das kapazitive Mikrophon stellt einen kleinen Kondensator dar; es besteht aus einer festen Metallscheibe, der eine bewegliche in sehr geringer Entfernung gegenübersteht. Diese kann entweder als Membran ausgebildet sein, oder sie besteht aus einer äußerst dünnen Metallfolie. Im ersteren Falle muß natürlich durch sehr starke Spannung der Membran dafür gesorgt werden, daß ihre Eigenschwingung so hoch wie irgend möglich gelegt wird. Als Material eignet sich

[1]) Solche sind in Deutschland im Forschungslaboratorium von Siemens & Halske von Riegger und Trendelenburg entwickelt worden.

krophon zu benutzen. Erstens kann man es einem hochfrequenten Schwingungskreise einfügen, wo es durch die Veränderung seiner Kapazität beim Besprechen eine Ver-

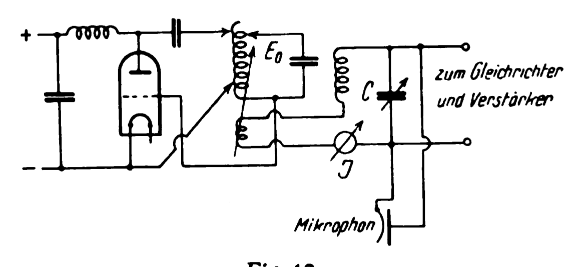


Fig. 12a.
Kapazitives Mikrophon im Hochfrequenzkreis.

stimmung herbeiführt, die dann ausgenutzt wird. (Fig. 12.) Man benutzt z. B. einen kleinen Röhrensender, den man auf einen abgestimmten Kreis induzieren läßt. Der Sender (Fig. 12a) liefere Schwingungen von der Frequenz f_0. Der



mit ihm gekoppelte Kreis lasse sich durch Veränderung des Kondensators C ebenfalls auf f_0 abstimmen. Tragen wir uns die Stärke des induzierten Stromes J in Abhängigkeit von der Kapazität C graphisch auf, so erhalten wir die in Fig. 12 b wiedergegebene Resonanzkurve. Durch Einstellung von C auf den Wert C_0 stellen wir auf einen unterhalb der Resonanz liegenden Stromwert J_0 ein. Parallel zu C liegt aber die Kapazität des Mikrophons; ändert sich diese beim

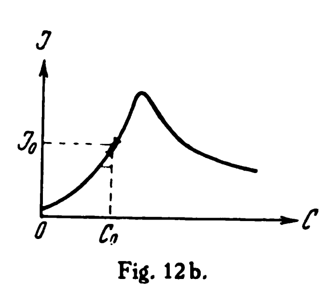


Fig. 12b.

Besprechen, dann schwankt die Stromstärke um den Mittelwert J_0, d. h. die von dem Röhrensender gelieferten ungedämpften Schwingungen werden im Rhythmus der Besprechung moduliert. Die an den Klemmen des Kondensators C abgenommene Spannung muß daher erst gleichgerichtet werden, ehe sie dem Verstärker zugeführt werden kann. Derartige Anordnungen sind aber bisher noch nicht in den praktischen Gebrauch eingeführt.

Eine andere Schaltmöglichkeit ist folgende: Man legt das Mikrophon über einen hochohmigen Widerstand an eine Gleichspannung, die mit V bezeichnet werden möge (Fig. 13).

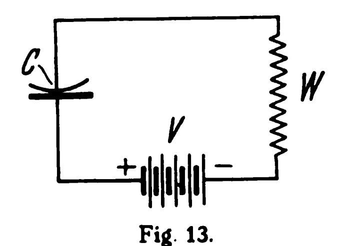


Fig. 13.
Direkte Schaltung eines kapazitiven Mikrophons.

Besitzt es im Ruhezustande die Kapazität C, dann empfängt es von dieser Stromquelle eine Ladung Q, deren Größe sich aus der Beziehung $Q = C \cdot V$ ergibt. Ändert sich nun die Kapazität des Mikrophons um eine kleine Größe ΔC, dann muß sich dementsprechend auch die Ladung um den Wert $\Delta Q = \Delta C \cdot V$ ändern, d. h. es muß Elektrizität von der Stromquelle dem Mikrophon zufließen oder von dem Mikrophon zur Stromquelle zurückströmen. Zwischen Stromquelle und Mikrophon pendelt also fortwährend eine bald größere, bald kleinere Ladung im Sprachrhythmus hin und her. Dieser sprachfrequente Wechselstrom erzeugt aber an dem vorgeschalteten Widerstande W eine entsprechende Spannung, die ein getreues Abbild des Stromes sein wird, wenn man dafür sorgt, daß der Widerstand praktisch völlig induktions- und kapazitätsfrei ist.

Diese an den Enden des Widerstandes auftretende Spannung wird nun dem Gitter einer Verstärkerröhre zugeführt, wie die Fig. 14 zeigt. Diese Röhre wird im allgemeinen die erste einer mehrstufigen Kaskade sein. Um eine wirklich verzerrungsfreie Verstärkung zu erzielen, ist es notwendig, einen Widerstandsverstärker anzuwenden, wie in der Abbildung dargestellt. In der Fig. 14 sind zwar nur die ersten beiden Rohre dargestellt; man muß aber 4 bis 5 Stufen anwenden, um diejenige Leistung zu erzielen, die zur Steuerung eines Senders erforderlich ist.

Die von dem Mikrophon unmittelbar gelieferte Leistung ist ganz außerordentlich gering, dafür ist aber die Wiedergabe ganz vorzüglich. Zweifellos stellt das kapazitive Mikrophon eines der besten Aufnahmeorgane dar, wenn der Verstärker allen Anforderungen entspricht. Dazu gehört, daß der Scheinwiderstand der Übertragungskondensatoren für alle verzerrungsfrei zu übertragenden Frequenzen — also etwa 100

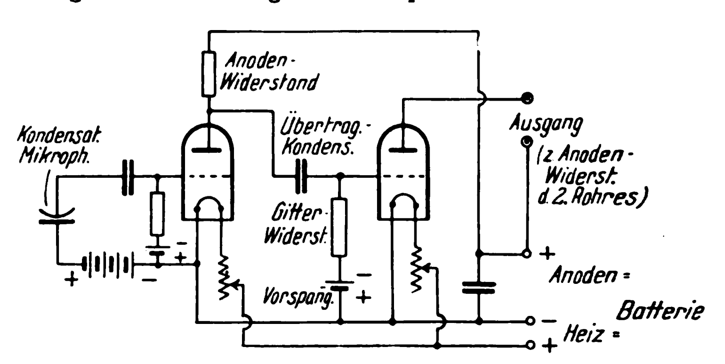


Fig. 14.
Verstärkerschaltung für das Kondensator-Mikrophon.

bis 10 000 — verschwindend gering ist gegen den Widerstand der Gitterwiderstände. Für $\omega = 500$ und $W = 500\,000$ Ohm würde sich daraus ein C von etwa 1 Mikrofarad ergeben. Infolge dieser ausgezeichneten Eigenschaften wird das kapazitive Mikrophon im Auslande für hochwertige Übertragungen weitgehend benutzt; unangenehm ist nur die Notwendigkeit einer sehr hohen Verstärkung.

3. Magnetische Mikrophone.

a) Wie schon erwähnt, kann jedes gewöhnliche Telephon auch umgekehrt als Mikrophon verwendet werden; seine sehr ausgeprägte Eigenschwingung stellt aber einen schweren Nachteil dar, so daß wohl kaum irgendwo derartige Aufnahmeorgane im Gebrauch sind.

Eine besondere Anwendungsform sei aber hier erwähnt. Die Berliner Sendestelle gab täglich von 11 bis 1 Uhr Grammophonmusik, damit die Hersteller von Empfangsapparaten Gelegenheit hatten, dieselben zu erproben. Diese Grammophonmusik wurde nicht akustisch, sondern unmittelbar elektrisch von der Platte auf den Sender übertragen.

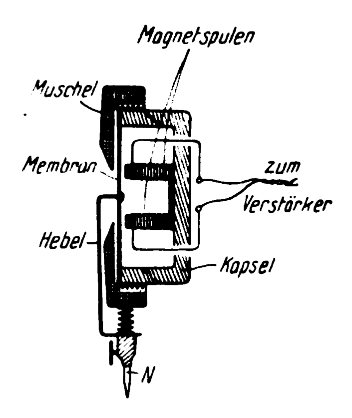


Fig. 15.
Telephon-Schalldose für Grammophonübertragung.

Dazu diente ein Telephon, das nach Art einer Grammophonschalldose hergerichtet war, wie die Fig. 15 zeigt. Die Grammophonnadel N schleift auf der Platte und überträgt ihre Bewegungen durch ein Hebelsystem auf die Membran, die mit jenem starr verbunden ist. Sie führt also nur die von der Platte ihr aufgezwungenen Schwingungen aus. Diese

sind derart kräftig, daß schon eine zweistufige Verstärkung zur Aussteuerung des Senders ausreicht. Bei richtiger Dimensionierung der Verstärkerröhren usw. ist eine derartige Übertragung ganz ausgezeichnet und vielfach von Originaldarbietungen nicht zu unterscheiden. Das in Berlin benutzte Aufnahmetelephon hatte die Firma Telegraphie-Gesellschaft System Dr. Stille zur Verfügung gestellt. Inzwischen ist diese Einrichtung noch weiter vervollkommnet worden.

b) Das Bändchen-Mikrophon.

Von der Firma Siemens & Halske (E. Gerlach) wurde das als „Bändchen-Mikrophon" bekannte Aufnahmegerät herausgebracht, das sich durch das Fehlen einer Membran auszeichnet. Über das Prinzip dieses Mikrophons sei kurz

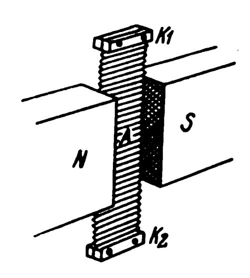


Fig. 16.
Bändchen-Mikrophon schematisch (aus Broschüre von E. Gerlach). (Siemens-Zeitschrift, Heft 6, 1924).

folgendes gesagt: In einem sehr kräftigen Magnetfeld (Fig. 16) befindet sich ein nur wenige Tausendstel Millimeter starkes und etwa ½ cm breites Aluminiumbändchen. Wird es durch die Schallwellen bewegt, dann schneidet es magnetische Kraftlinien, so daß eine EMK an seinen Enden entsteht. Diese ist allerdings außerordentlich gering; sie beträgt nur einige Mikrovolt Leider ist der innere Widerstand des Bändchens sehr klein. Um eine wirksame Verstärkung zu erhalten, läßt sich daher ein Eingangstransformator am ersten Rohr nicht vermeiden; die Übersetzung muß sogar ziemlich hoch gewählt werden, mindestens etwa 1 : 50, besser noch mehr; man ist bis 1 : 1000 gegangen.

Das Bändchen selbst ist nicht gespannt, sondern lose aufgehängt. Trotzdem ist durch Querriffelung eine gewisse Elastizität in der Längsrichtung erreicht worden. In der Fig. 17 erkennen wir zwischen zwei Magnetspulen das vertikal ausgespannte, etwa 10 cm lange Bändchen, das beim Gebrauch durch die links daneben stehende Schutzkappe bedeckt ist, wie die Fig. 18 zeigt. Um das Mikrophon leicht und schnell an jede beliebige Stelle des Aufnahmeraumes bringen zu können, sitzt es auf einem fahrbaren Holzständer (Fig. 19).

Die Magnetspulen entnehmen ihren Strom der Heizbatterie für den zugehörigen Verstärker; sie brauchen beide zusammen bei 6 Volt etwa 3—4 Amp. Wo dieser Stromverbrauch unerwünscht ist, kann auch ein Modell mit permanentem Magneten verwendet werden, wie wir es in Fig. 20 sehen.

Die Entfernung zwischen dem Bändchen und der ersten Verstärkerröhre darf nicht sehr groß sein. Deshalb ist bei der Ausführung mit Elektromagneten das erste Rohr unmittelbar unterhalb des Bändchens angebracht und mit demselben zu einem Stück vereinigt. (Fig. 17 und 18.) Der Anodenkreis dieses Rohres führt durch ein 10, 15 oder 20 m langes, metallgepanzertes Kabel. Bei der Ausführung mit permanentem Magneten dagegen ist die Einrichtung so getroffen, daß die erste Verstärkerröhre erst in etwa 100 m Abstand zu folgen braucht; zwischen dem ersten und zweiten Rohr kann dann eine Entfernung von mehreren Kilometern liegen. Diese Ausführung ist demnach vor allem für die Übertragung aus Theatern, Konzertsälen usw. geeignet.

Die Eigenschwingung des Bändchens liegt sehr tief, bei etwa 20 Schwingungen in der Sekunde; außerdem dürften aber eine ganze Reihe weniger ausgeprägter Oberschwingungen vorhanden sein.

Der zu dem Mikrophon gehörige Verstärker ist in Fig. 21 zu sehen. Es ist ein Eisenkasten von rechteckigem Querschnitt, der das zweite bis vierte Rohr mit den zugehörigen selbstregulierenden Eisenwiderständen für die Heizung enthält. In der Fig. 21 ist der perforierte, obere Teil der Vorderwand herabgeklappt. Von den links sichtbaren Anschlußklemmen (A, B, C) führt das Panzerkabel zu dem Bändchen; auf der rechten Seite finden wir die Anschlüsse für die Heiz- und Anodenspannung sowie für den Ausgang. Hier ist noch eine fünfte Verstärkerröhre vorgesehen, die eine beträchtliche Leistung (einige Watt Sprachenergie) zu liefern vermag.

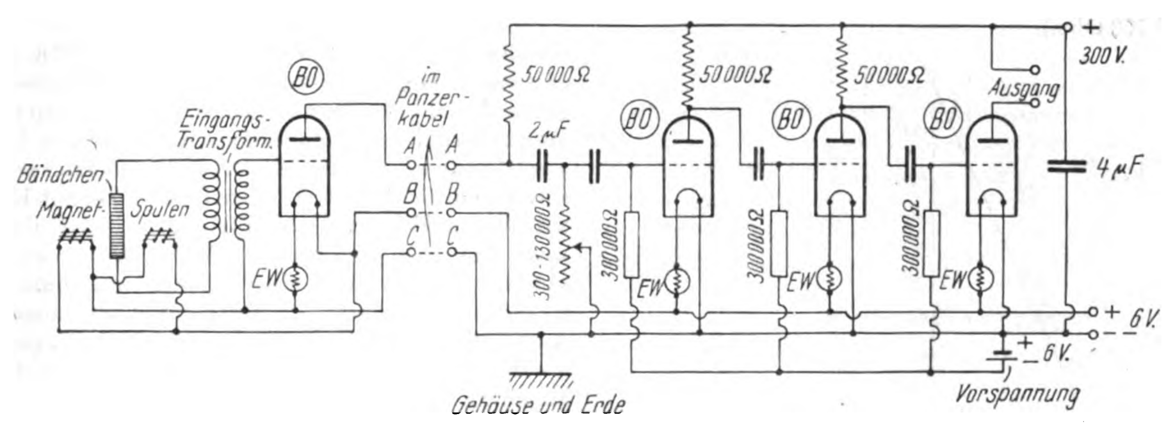


Fig. 22. Schaltung des Bändchen-Mikrophons mit Verstärker.

Die Übertragung von Rohr zu Rohr erfolgt grundsätzlich durch Widerstand und Kapazität (W-C-Kopplung). Bei der Ausführung mit Elektromagnet ist nur ein Eingangstransformator und ein Ausgangstransformator vorhanden, beim Mikrophon mit permanentem Magneten dagegen noch ein Zwischentransformator zwischen dem ersten und zweiten Rohr, sobald es sich um größere Entfernungen zwischen beiden handelt.

Die prinzipielle Schaltung des Mikrophons mit dem zugehörigen Verstärker zeigt die Fig. 22. Als Verstärkerrohre werden durchweg solche der Type BO von Siemens & Halske verwendet (genau ebenso wie das BF-Rohr, jedoch mit Oxydfaden), deren Charakteristik in Fig. 23 dargestellt ist. Die Heizspannung beträgt rund 2 Volt, der Heizstrom 1,1 Amp.

Die Anodenspannung soll normal etwa 200 Volt betragen. Wie man aus der Charakteristik ersieht, liegt die günstigste Vorspannung bei etwa —3.5 Volt; für die Widerstandsverstärkung müssen etwa —5 bis —6 Volt gewählt werden, weil die Arbeitskennlinie entsprechend flacher liegt. In dem Verstärker wird beim ersten Rohr der Spannungsabfall an dem

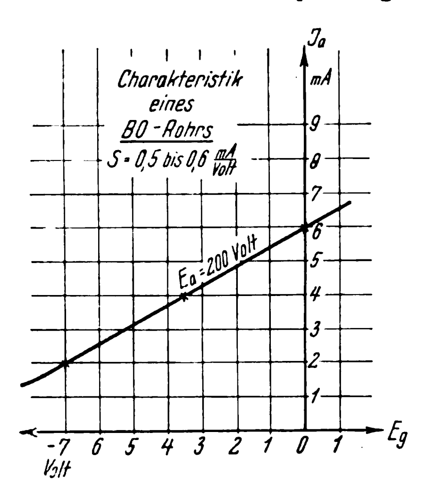


Fig. 23.

Eisenwiderstand als Vorspannung benutzt, für die anderen Rohre ist eine gemeinsame Vorspannbatterie von 6 Volt (4 Trockenelemente Type T 6 in Serie) vorhanden. Parallel zum Gitterwiderstand des zweiten Rohres liegt unter Vorschaltung eines Kondensators von 2 μF ein veränderlicher Dämpfungswiderstand, der den Grad der Verstärkung beliebig abzustufen gestattet. Mit Hilfe eines Kurbelschalters lassen sich 15 verschiedene Widerstandsstufen zwischen 300 Ohm und 130 000 Ohm einstellen (bei einem Gitterwiderstand von 300 000 Ohm).

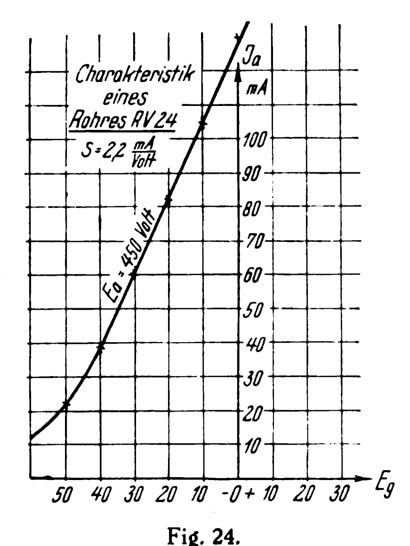


Fig. 24.

Als Anodenstromquelle ist eine Batterie von 300 Volt vorgesehen. Der mittlere Anodenstrom jeder Röhre beträgt etwa 2 bis 3 mA. Da der Anodenwiderstand 50 000 Ohm mißt, findet an ihm ein Spannungsabfall von rund 100 bis 150 Volt statt, so daß die mittlere an der Röhre wirksame Anodenspannung etwa 200 bis 150 Volt beträgt. Zwei Rohre bringen eine ungefähr 50 fache Spannungsverstärkung. An dem fünften Rohr würde demnach der 2500 fache Wert der Eingangsspannung liegen. Beträgt diese maximal 10 mV, so können wir demnach am Gitter des fünften Rohres eine Spannung von 25 Volt erwarten.

Für diesen Zweck wird gewöhnlich ein Rohr der Type RV 24 gewählt, das 200 mA Emission liefert (Fig. 24) und bei 440 Volt eine unverzerrte Energie von mehreren (2 bis 3) Watt abzugeben vermag, die dann unmittelbar zur Modulation des Senders dient.

Bändchen-Mikrophone wurden beim deutschen Rundfunk weitgehend benutzt; die meisten Sender waren mit einem derartigen Mikrophon ausgerüstet. Augenblicklich ist es aber durch das Kontakt-Mikrophon von Reisz verdrängt worden.

c) Magnetische Mikrophone anderer Art.

Zu der Klasse der magnetischen Mikrophone gehört auch das von Sykes-Round-Marconi, das im Ausland viel im Gebrauch ist, in Deutschland dagegen nicht benutzt wird.

Zwischen den ringförmigen Polschuhen eines Topfmagneten (Fig. 25) befindet sich eine Flachspule, die aus ganz dünnem Draht frei gewickelt und durch Zusammenkleben mit Gummilösung oder dergl. zu einem Membranring geformt worden ist. Diese Spule hängt frei beweglich zwischen den Polschuhen und biegt sich beim Auftreffen von

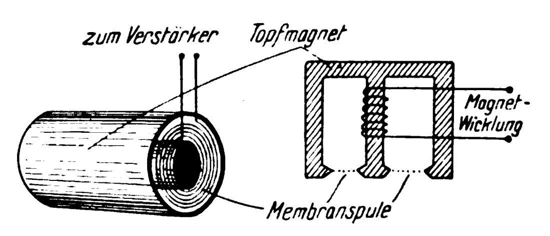


Fig. 25 a. Perspektivische Ansicht. Fig. 25 b. Schnitt.
Elektrodynamisches Mikrophon nach Sykes-Round.

Schallwellen. Dadurch wird in ihr eine EMK induziert. Da es sich im Gegensatz zu dem Bändchen-Mikrophon um eine große Anzahl von Windungen handelt, so kann man von der Membranspule ohne Zwischenschaltung eines Transformators unmittelbar an das Gitter der ersten Verstärkerröhre gehen, was einen nicht zu unterschätzenden Vorteil bedeutet. Das bei diesem Mikrophon benutzte Prinzip ist übrigens keineswegs neu und bereits von W. v. Siemens angegeben worden; dieser hatte aber die Membranspule nicht frei beweglich, sondern auf einer festen Membran angeordnet. Diese Ausführung kam für die hochwertige Übertragung von Musik naturgemäß nicht in Frage, da die Eigenschwingung der Membran die Wiedergabe zu stark verzerrt.

4. Gas-Mikrophone.[2])

Die Elektronenemission aus hocherhitzten Metallen und erhitzten Oxyden erfolgt bekanntlich nicht nur im Hochvakuum, sondern auch in Gasen von Atmosphärendruck. Doch bilden hier die Gasmoleküle ein starkes Hindernis für die Ausbreitung der Elektronenwolke. Wird die Elektronenbewegung durch ein elektrisches Feld, das etwa zwischen der Elektronenquelle als Kathode und einer besonderen Anode (s. Fig. 26) erzeugt wird, erzwungen, so tritt bei hinreichend hohen Feldstärken Stoßionisation auf. Der Elektrizitätstransport erfolgt nun außer durch freie Elektronen auch durch positive und negative Gasionen. Die Vorgänge bei der Bildung der Ionen und bei ihrem Verschwinden, insbesondere durch Wiedervereinigung, sind überaus kom-

[2]) Vgl. J. Engl, Verzerrungsfreie Aufnahme von Sprache und Musik, ETZ Sonderheft, April 1924, S. 11.

plizierter Natur. Dementsprechend hält es meist schwer, konstante Verhältnisse bei einer Ionenströmung zu erzielen.

Treffen nun Schallwellen auf einen solchen Ionenstrom, d. h. treten Luftdruckschwankungen zwischen Anode und Kathode auf, so beeinflussen sie die Stärke des Ionenstromes. Diese Tatsache wird bei dem als „Kathodophon" bezeichneten Gasmikrophon der Firma C. Lorenz A.-G.

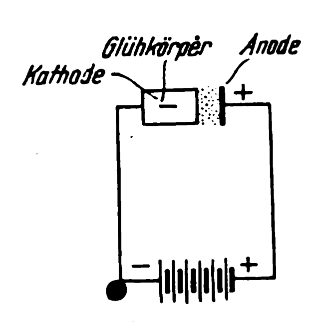


Fig. 26.
Kathodophon (schematisch).

benutzt. Ein solches ist halbschematisch in Fig. 27, photographiert in Fig. 28 dargestellt. Als Kathode dient ein Glühkörper aus Kalziumoxyd, der durch eine eingebettete Platinspirale auf Gelbglut erhitzt wird. Dieser gegenüber steht die konisch und als Düse ausgeführte Anode, an die sich ein Schalltrichter zum Auffangen der Schallwellen anschließt. Zwischen Anode und Kathode wird über einen hochohmigen Widerstand eine Spannung von 500 Volt gelegt. Bei einem Abstand von etwa ½ mm zwischen den beiden Elektroden kommt ein Ionenstrom von 0,2 mA zustande. Dessen Stärke wird nun durch die Schallwellen verändert. Entsprechend diesen Änderungen tritt an dem Widerstand eine Wechselspannung auf, die dann dem Gitter der ersten Verstärkerröhre zugeführt wird.

Von den in Fig. 27 und 28 sichtbaren drei Anschlußschnüren führen zwei den Heizstrom zur Beheizung der Kathode, der dritte die Anodenspannung. Fig. 29 und 30 zeigt eine neuere Ausführung des Kathodophons. Die Ionenstrecke ist hier seitlich durch einen Glimmerzylinder geschützt, außerdem ist eine Feineinstellung des Kathodenabstandes mit Hilfe einer Mikrometerschraube möglich. Hier ist auch die erste Verstärkerröhre gleich mit dem Kathodophon vereinigt. Infolgedessen ist eine längere Zuleitung zwischen dem eigentlichen Aufnahmeapparat und dem Verstärker möglich; bei der alten Ausführung durfte diese höchstens etwa 1 m betragen.

In Fig. 31 sehen wir den zu dem neuen Modell gehörigen zweistufigen Verstärker von vorn, in Fig. 32 denselben von hinten mit geöffneter Rückwand. Dabei ist angenommen, daß sich an dem Sender nochmals ein zweistufiger Verstärker befindet, wie dies bei der von Lorenz angewendeten Steuerung durch Telephoniedrossel im Antennenkreis der Fall ist.

Fig. 33 endlich zeigt ein Schaltbild des Kathodophons mit Verstärker in der neuesten Ausführung. Es handelt sich naturgemäß ebenfalls um einen Widerstandsverstärker. Die beiden ersten Röhren sind von der Type LV 3,5/220, die letzte von der Type LV 15/500 (Fabrikat C. Lorenz). Bei den beiden ersten Röhren wird als Gittervorspannung der Spannungsabfall an dem selbstregulierenden Heiz-Eisenwiderstand benutzt, die letzte Röhre dagegen hat eine besondere Vorspannung durch eine Trockenbatterie erhalten. Ein Umschalter gestattet, beim Versagen des Kathodophons ein Kohlemikrophon anzuschalten. In diesem Falle bleibt die erste Verstärkerröhre unbenutzt.

Auch das Kathodophon besitzt den Vorteil, keine Membran zu benötigen; außerdem sind hier die in Bewegung zu setzenden Massen außerordentlich klein, so daß es praktisch als trägheitslos betrachtet werden kann. In Verbindung mit einem hochwertigen Verstärker ist daher das Kathodophon ein ganz vorzügliches Aufnahmeinstrument. Leider stehen diesen Vorteilen gewisse Nachteile gegenüber. Der Zerfall der Oxydmasse durch Aufsaugen der Luftfeuchtigkeit bedingt eine verhältnismäßig geringe Lebensdauer der Glühkathode. Das Einsetzen eines neuen Oxydstiftes dauert aber stets einige Minuten, da er sich erst

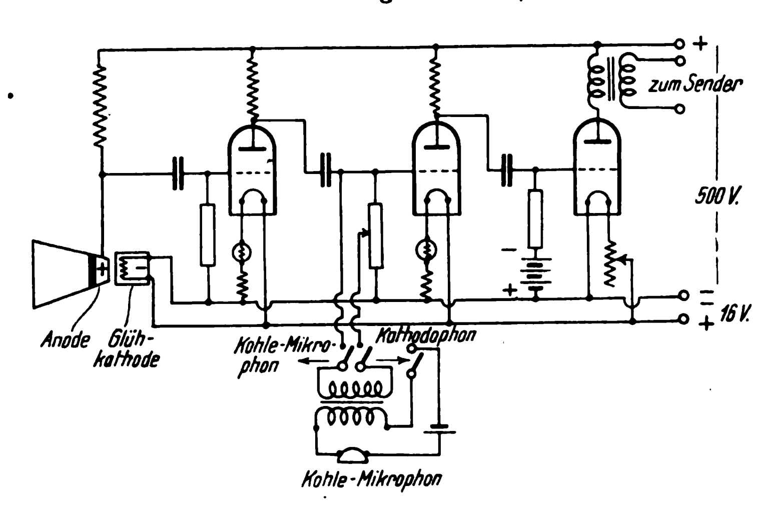


Fig. 33.
Kathodophon mit Verstärker (Schaltbild).

„einbrennen" muß. Das liegt daran, daß erst die richtige Glühtemperatur erreicht und dann abgewartet werden muß, bis sich konstante Verhältnisse eingestellt haben. Bei der Kompliziertheit der oben beschriebenen Vorgänge ist das nicht weiter verwunderlich. Dazu kommt, daß die Einstellung des Elektrodenabstandes die Wirksamkeit der Anordnung sehr wesentlich beeinflußt; hierauf muß daher besondere Sorgfalt verwendet werden. Gelänge es, diese noch bestehenden Betriebsschwierigkeiten restlos zu beseitigen, dann stände das Kathodophon vielleicht an der Spitze aller Aufnahmeapparate.

5. Thermomikrophone.

Bei den sogenannten Thermo-Mikrophonen wird ein äußerst dünner Draht benutzt, der durch einen Hilfsstromkreis erhitzt wird. Treffen nun Schallwellen auf ein solches Mikrophon, so bewirken sie eine mehr oder minder starke Abkühlung des Drahtes im Rhythmus der Besprechung und damit eine Veränderung seines Widerstandes. Den dadurch bedingten Stromschwankungen entspricht eine Spannungsschwankung an den Enden eines im Stromkreise liegenden Widerstandes, die dann einem entsprechenden Verstärker zugeführt werden.

Außer zu Versuchszwecken sind derartige Mikrophone in Deutschland bisher noch nicht verwendet worden.

6. Kristall-Mikrophone.

Versieht man gewisse Kristalle an ihren Endflächen mit metallischen Belegungen und verbindet diese durch einen Leiter mit einem Galvanometer, so stellt man kleine Stromstöße fest, sobald man auf den Kristall einen Druck oder Zug ausübt. Dieser Erscheinung hat man den Namen Piezoelektrizität gegeben.

Setzt man nun einen in geeigneter Weise mit Elektroden versehenen Kristall Schallschwingungen aus, etwa indem man ihn an einem Musikinstrument, z. B. auf dem Resonanzboden eines Cellos, befestigt, so rufen die mechanischen Schwingungen an den Elektroden Spannungen hervor, die einem Verstärker zugeführt werden können.

Versuche mit Kristallmikrophonen wurden zuerst (1919) in Amerika ausgeführt; in Deutschland wurden derartige Anordnungen Ende 1923 bei Telefunken erprobt, doch konnten sie vorerst keine praktische Bedeutung erlangen.

* * *

Werfen wir nun noch einmal einen Blick über die Gesamtheit der verschiedenen Mikrophone, so sehen wir, daß mit Ausnahme der Kontakt-Mikrophone alle Aufnahmeinstrumente umkehrbar, d. h. auch zur Wiedergabe geeignet sind. Es entspricht in diesem Sinne

dem kapazitiven Mikrophon,	das kapazitive Telephon
dem magnetischen Mikrophon	das magnetische Telephon
dem Bändchen-Mikrophon	der Bändchen-Lautsprecher
dem Sykes-Mikrophon	der Sykes-Lautsprecher
dem Kathodophon	die sprechende Bogenlampe
dem Thermo-Mikrophon	das Thermophon
als Aufnahmeinstrument	als Wiedergabeinstrument.

Welches von diesen den endgültigen Sieg davontragen wird, das läßt sich heute noch nicht mit Sicherheit vorhersagen.

Referate.

R. H. Ranger. (Radio Corporation of America). Sender und Empfänger für drahtlose Bildübertragung. (Transmission and reception of photoradiograms.) Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 161—180, 1926.

Der erste Teil der Arbeit gibt eine kurze Übersicht über die historische Entwicklung der telegraphischen Bildübertragung, von dem ersten Vorschlag Alexander Bain's (1842) an, bei dem zur Synchronisierung der Sende- und Empfangstrommel Pendel verwendet werden sollten. Beigegeben sind dieser historischen Zusammenstellung Bilder, die mit den verschiedenen Systemen übertragen worden waren.

Dann wird die Anordnung der Radio-Corporation beschrieben. Der Grundgedanke ist der folgende. Um alle Helligkeitswerte zwischen weiß über die verschiedenen Nuancen von grau bis schwarz wiederzugeben, sollen Striche von verschiedener Länge und verschiedenem Abstand zur Verwendung kommen, nach dem Schema von Fig. 1, in dem

Weiss

Grau

Schwarz

Fig. 1.

der unterste zusammenhängende Strich schwarz, die weiter oben stehenden Punkt- bzw. Strichreihen immer hellere Töne darstellen sollen.

Der Film mit dem Bild, das übertragen werden soll, befindet sich auf der Außenseite eines Glaszylinders; in seinem Innenraum ist die Gasbogenlampe (gas arc-light), die zur Beleuchtung dient. Durch Blenden und Linsen wird eine ganz kleine Fläche des Films auf der Photozelle abgebildet. Da der Glaszylinder um seine Achse rotiert und gleichzeitig die Photozelle mit den Linsen längs der Achse des Zylinders verschoben wird, so werden der Reihe nach alle Teile des Films auf der Photozelle abgebildet.

Um die Helligkeitswerte der einzelnen Filmpartien in das durch Fig. 1 dargestellte Punkt- bzw. Strichschema zu übersetzen, wird die Schaltung von Fig. 2 verwendet. Ihre

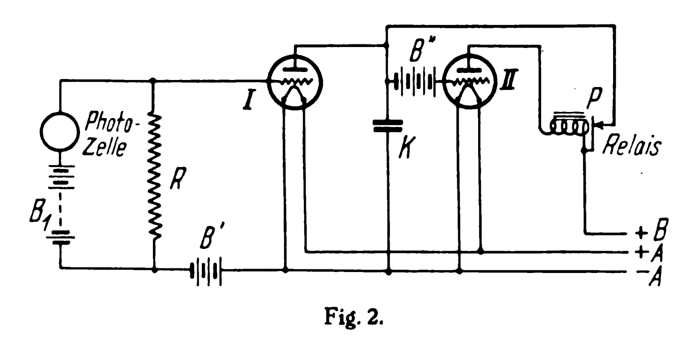


Fig. 2.

Wirkungsweise ist im wesentlichen die folgende. Wenn die Zunge des Relais an dem Kontakt P anliegt, so wird der Kondensator K zur Spannung der Batterie $B—A$ aufgeladen. Diese Spannung ist so groß, daß sie trotz der großen negativen Vorspannung der Röhre II einen erheblichen Anodenstrom in dieser Röhre liefert, der durch die Spule des Relais hindurchgeht, den Anker anzieht und damit die Verbindung des Kondensators K mit der Batterie $B—A$ unterbricht. Dieser Zustand würde bestehen bleiben, wenn der Kondensator K sich nicht entladen würde. Tatsächlich entlädt er sich durch die Röhre I hindurch, und zwar um so rascher, je höher die positive Spannung ist, die an dem Gitter dieser Röhre liegt. Diese ist aber um so höher, je stärker der durch die Photozelle fließende Strom und damit je heller der Film an der Stelle, die eben auf der Zelle abgebildet wird, ist. Je heller sie ist, um so schneller entlädt sich der Kondensator K, um so kürzer ist die Zeit, bis die Spannung am Gitter der Röhre II negativ und damit ihr Anodenstrom und gleichzeitig der Strom durch das Relais unterbrochen, die Relaiszunge losgelassen wird. Um so länger dauert dann auch nachher wegen des Nebenschlusses durch die Röhre I die Aufladung des Kondensators K. Denkt man sich durch das Relais einen Farbschreiber gesteuert, so würde die Länge der Striche um so kleiner, ihr Abstand um so größer werden, je heller der Film an der betreffenden Stelle ist. Es wird auf diese Weise also erreicht, daß die verschiedene Hellig-



Tafel I



Fig. 1. Mikrophon auf Stativ.



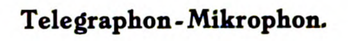
Fig. 2. Mit Druckplatte von vorn.



Fig. 3. Von hinten.



Fig. 4. Von vorn (geöffnet).



Telegraphon-Mikrophon.



Fig. 8a. Von vorn.

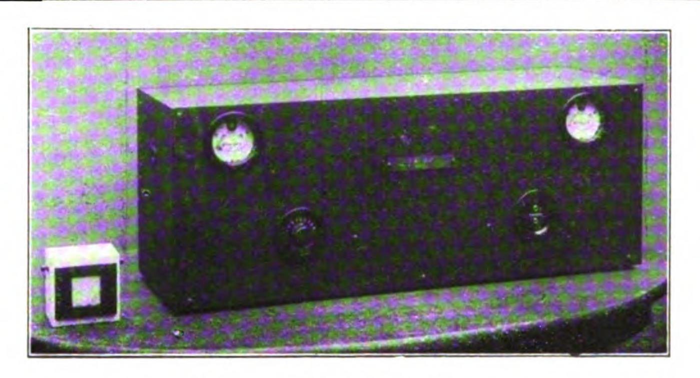


Fig. 9. Verstärker (geschlossen).

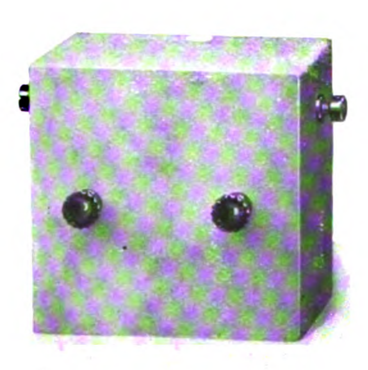


Fig. 8b. Von hinten.

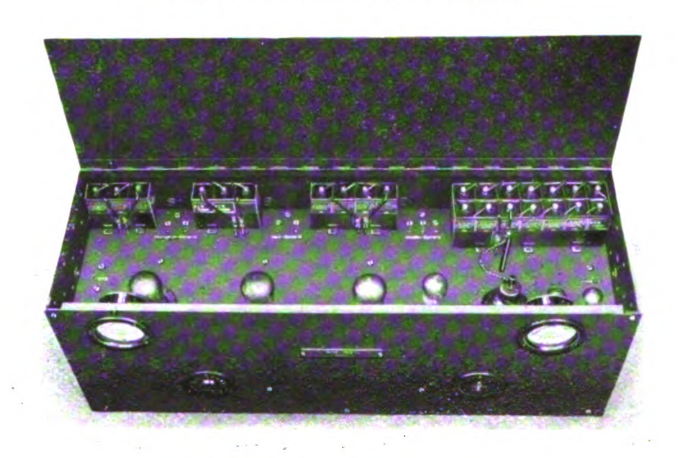


Fig. 10. Verstärker (offen).

Reisz-Mikrophon.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Zum Aufsatz Weichart, Aufnahme-Mikrophone für den Rundfunk.




Tafel II

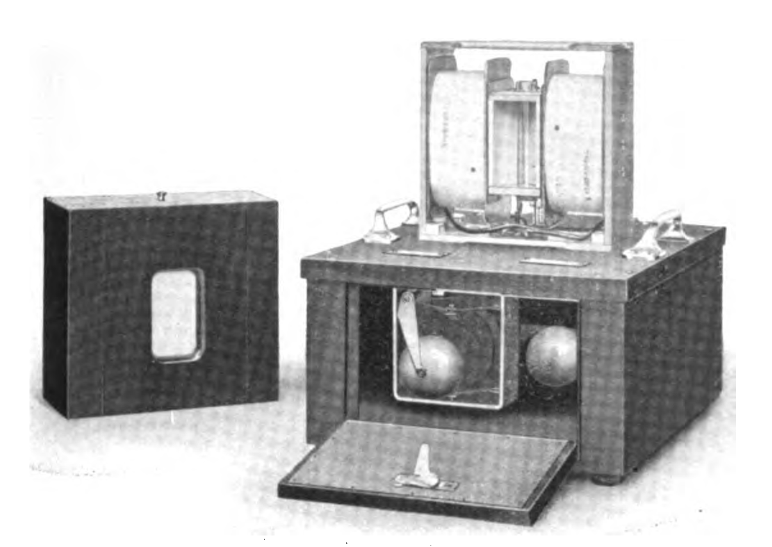


Fig. 17. Mikrophon mit Elektromagnet (geöffnet).



Fig. 19. Dasselbe auf Stativ.



Fig. 18. Dasselbe geschlossen.

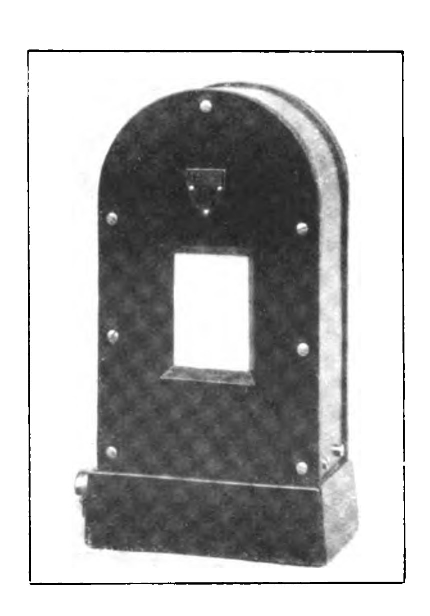


Fig. 20. Mikrophon mit Dauermagnet.

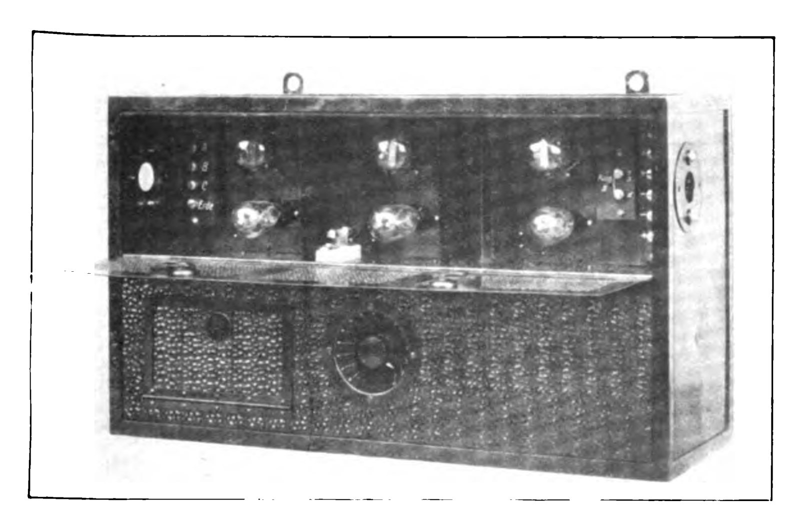


Fig. 21. Verstärker.

Bändchen-Mikrophon von Siemens & Halske.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Zum Aufsatz Weichart,
Aufnahme-Mikrophone für den Rundfunk.

Tafel III



Fig. 27. Kathodophon (schematisch).

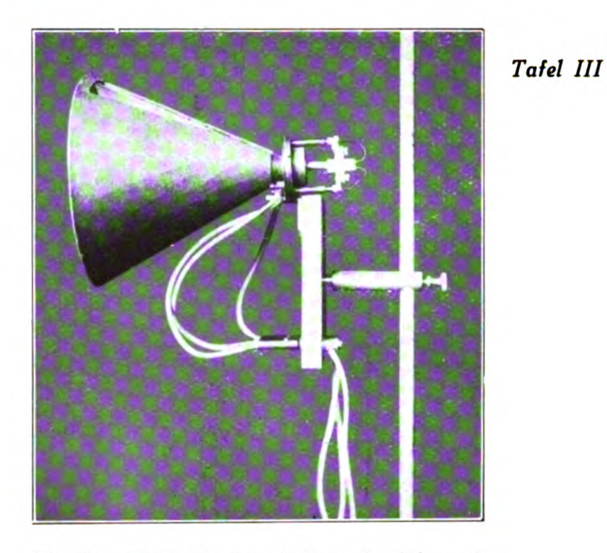


Fig. 28. Kathodophon (ältere Ausführung).



Fig. 29. Kathodophon (neue Ausführung).



Fig. 30. Kathodophon (neue Ausführung).

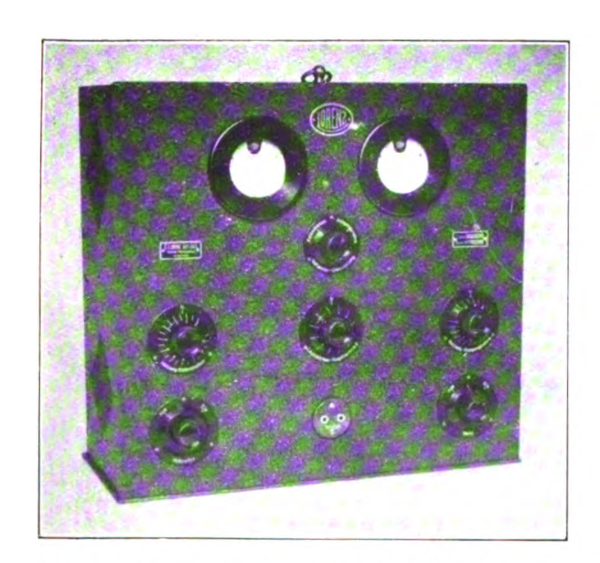


Fig. 31. Verstärker (neue Ausführung) von vorn.

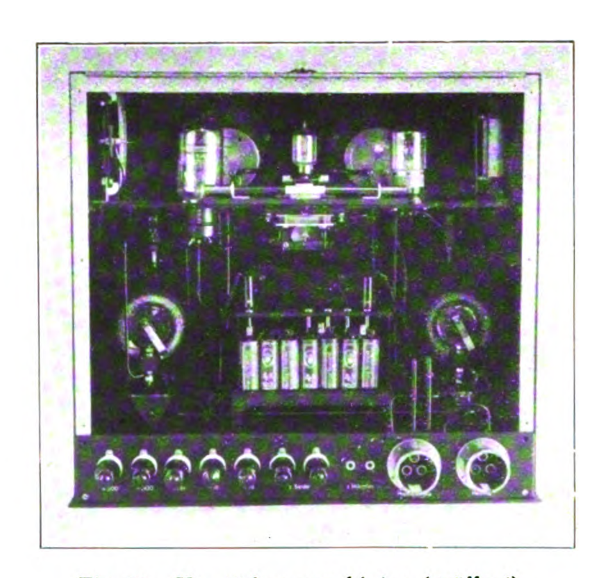


Fig. 32. Verstärker von hinten (geöffnet).

Kathodophon von C. Lorenz A. G.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Zum Aufsatz Weichart,
Aufnahme-Mikrophone für den Rundfunk.



keit des Films durch die verschiedene Länge und den verschiedenen Abstand der Striche zum Ausdruck kommt. In Wirklichkeit wird durch das Relais der Sender gesteuert und der Farbschreiber wird im Empfangsapparat betätigt und schreibt dort auf eine Trommel, deren Bewegung dem Glaszylinder, auf den der Film aufgespannt ist, synchron ist.

Die Photozelle ist eine solche mit Kaliumhydrid und Argonfüllung. Der Strom bei voller Beleuchtung beträgt etwa $2 \cdot 10^{-6}$ Amp. Auf die Zelle wirkt außer dem Licht, das den Film passiert hat, dauernd eine Beleuchtung, die den Zweck hat, den Arbeitspunkt in das geeignetste Gebiet der Charakteristik der Photozelle zu legen.

Die Synchronisierung der Zylinder von Sender und Empfänger wird durch Stimmgabeln bewerkstelligt.

Der Verfasser betont als Vorteil der Anordnung, daß bei ihr der Sendestromkreis entweder vollkommen geöffnet oder vollkommen geschlossen ist, wie bei der gewöhnlichen drahtlosen Telegraphie, daß es sich also nicht, wie bei der drahtlosen Telephonie, um Intensitätsmodulationen des Sendestroms handelt. Infolge davon teilt dieses System mit der drahtlosen Telegraphie den Vorteil, den diese bezüglich der atmosphärischen Störungen gegenüber der drahtlosen Telephonie besitzt.

Als Beispiel für die Leistungsfähigkeit der Anordnung ist ein Porträt wiedergegeben, das zuerst von New York über die Telegraphenlinie nach New Brunswick (N. J.), dann drahtlos über den Atlantischen Ozean nach Brentwood (England), dann nach London, dann von dort über die Telegraphenlinie nach Carnarvon (Wales), dann drahtlos über den Ozean nach Riverhead (L. J.) und endlich nach New York geschickt und dort aufgenommen wurde.

J. Zenneck.

R. A. Watson Watt. Aufzeichnung der Richtung von atmosphärischen Störungen. (The directional Recording of Atmospherics). Journ. Inst. Electr. Eng. London **64,** 596—610. 1924. Nr. 353.

Ein Rahmen von 2 m Seitenlänge, bestehend aus vierzig Windungen Al-Draht von 1,2 mm Durchmesser, war leicht drehbar in einem Gestell eingebaut. Ein Uhrwerk drehte die etwa 12 kg schwere Antenne in einer Stunde 4- bzw. 8 mal. Die Zuleitungen des Rahmens führten zu Quecksilberschleifringen und von diesen zu einem 5 stufigen widerstandsgekoppelten Verstärker, dessen letzte Röhre auf einen Abraham-Bloch-Oszillographen geschaltet war. Dieses von Carpentier-Paris hergestellte vierpolige Instrument mit bewegtem Eisenkern hatte eine Schwingungsdauer von 0,01 sec. An dem Eisenkern saß ein Al-Blech von 0,2 mm Dicke und 9,5 cm Länge, das am Ende eine Silberschreibfeder trug. Das Gesamtgewicht des Hebels mit Schreiber betrug 0,4 g. Die Feder schrieb auf einer Walze von 15 cm Durchmesser und 34 cm Länge. Diese Walze hing an der Achse des Rahmens und wurde bei jeder Umdrehung durch eine Spindel um 3 mm gesenkt. Der Rahmen hatte eine Induktivität von 13,5 mH und war mit einem Drehkondensator auf 15 000 Hertz (λ = 20 000 m) abgestimmt. Atmosphärische Störungen zeigten sich auf der sonst glatten Spirallinie durch kleine senkrechte Striche.

Die Aufzeichnungen der Station in Aldershot von Januar 1922 bis August 1924 zeigten tägliche Schwankungen der Intensität der Störungen. Diese ergeben jedoch bei monatlichen Mitteln vernünftige Werte, die zu folgenden Schlüssen führen:

Im allgemeinen kann man für England sagen, daß ein Maximum 6 Stunden nach Sonnenuntergang auftritt. Der Abfall wird manchmal 2½ Stunden vor Sonnenaufgang durch ein schwaches Ansteigen unterbrochen. Die geringsten Störungen treten 4 Stunden nach Sonnenaufgang ein. Dann tritt wieder eine Zunahme ein und erreicht 5 Stunden vor Sonnenuntergang ein zweites Maximum, das im Winter nur angedeutet ist, im Sommer jedoch die Höhe des Hauptmaximums erreicht. Der Abnahme zum zweiten Minimum bei Sonnenuntergang ist eine kleine Zunahme der Störungen eine Stunde vor Untergang überlagert.

Bei der Feststellung der täglichen Schwankungen der Richtungen der Störungen mußte zunächst die Zweideutigkeit der Beobachtungen um 180° beseitigt werden. Die Beobachtungen wurden in Lerwick angestellt und ergaben folgendes allgemeines Bild: Morgens früh, manchmal noch vor Mitternacht, kommen die Störungen aus dem fernen Osten, wo die Sonne bereits einen hohen Stand erreicht hat. Zwischen 9 und 10 Uhr mittlerer Greenwicher Zeit ist ihre Richtung zur Zeit der Herbst-Tag- und Nachtgleiche einige Grade südlicher, während der Wintersonnenwende beinahe südlich. Dann geht die Richtung weiter nach Westen und erreicht einen bestimmten Wert SW z W oder W SW um Mitternacht. Diese Richtung bleibt häufig bis 9 Uhr vormittags erhalten.

Den Ort der atmosphärischen Störungen kann man nur durch Kreuzpeilungen festlegen. An Empfangsstationen standen zur Verfügung:

Station	Lage	
Aldershot	51° 15′ N,	0° 45′ W
Lerwich	60° 10′ N,	1° 10′ W
Ditton Park . . .	51° 30′ N,	0° 35′ W
Aboukir (Ägypten) .	31° 20′ N,	30° 0′ O
Bangalore (Indien) .	12° 55′ N,	77° 35′ O

Man wird aber zur Vermeidung von Fehlern am besten nur naheliegende Stationen kombinieren. Es sind zwei Beispiele angeführt. Am 12. Juli 1924 wurde von zwei Stationen als Ort der atmosphärischen Störungen um 2 h. p. m.

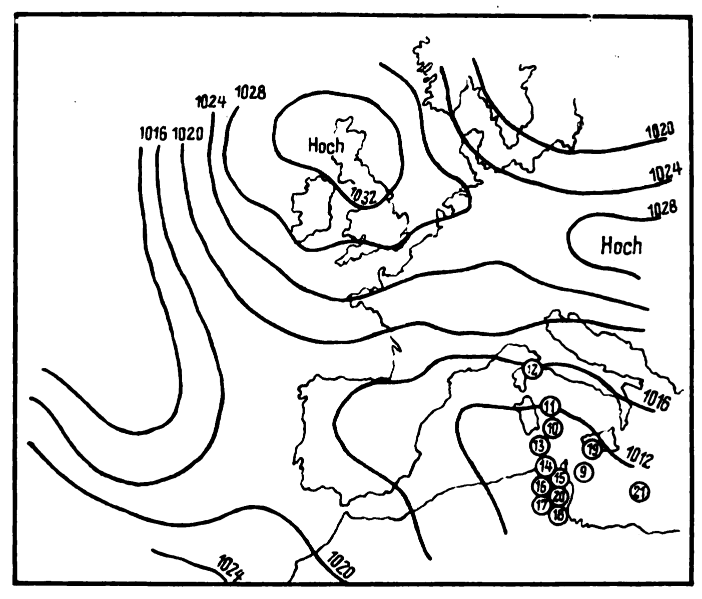


Fig. 1.

die Hybriden ermittelt. Der Ort der Kreuzpeilungen in einem Abstand von je einer Stunde wanderte über Schottland, erreichte Ross-Shire um 6 h. p. m. und May Island um 9 h. p. m. Während der Nacht waren die Peilungen unsicher. Am nächsten Morgen um 6 h. a. m. lag der Schnittpunkt über der Nordsee und erreichte Stavanger um 1 h. p. m. Dort wurde zu gleicher Zeit

und mit einer Richtungsgenauigkeit von 2° ein Gewitter festgestellt. Der Verlauf der Störung wurde bis zum Schwarzen Meer verfolgt. Gleichzeitig wanderte ein wohl definiertes Luftdruckminimum durch Europa, d. h. man hatte einen Einbruch polarer Luftmassen, die wie eine Front kalter Luft an den warmen Luftschichten entlangglitten. Am 14. Juli 1 h. a. m. lagen die Störungen etwa 800 km südöstlich Posens. Dort mußte nach der Wetterlage auch die polare Luftfront sein. Der Abstand vom Empfänger betrug 2 700 km.

Die Beobachtungen der Stationen Lerwich, Ditton Park und Aboukir ergaben am 7. November 1924 von 9 Uhr mittlerer Greenwicher Zeit bis 21 Uhr die in Kreisen der Fig. 1 angegebenen Orte. Die einzelnen stündlichen Peilungen zeigen nur eine geringe Wanderung des Ortes der Störungen. Die Luftdruckverteilung ist für 6 h. p. m. eingezeichnet. Es lag über England ein Hoch und über dem Ort der Störungen ein Tief. Ein systematischer Vergleich der radioelektrisch festgelegten Störungsorte und der meteorologischen Daten wird wahrscheinlich näheren Einblick in die Natur der atmosphärischen Störungen gestatten.

Lübcke.

R. A. Watson Watt und J. F. Herd. Ein sofort anzeigendes Radiogoniometer. (An instantaneous direct-reading Radiogoniometer.) Journ. Inst. Electr. Eng. London **64.** 611—622. 1926. Nr. 353.

Die Apparatur besteht aus der Verbindung zweier Rahmenantennen mit einer Braunschen Kathodenstrahlröhre. Jeder Rahmen hatte 5 Windungen von $8{,}4 \cdot 10^4\ m^2$ Fläche, sie waren in ihrer Mitte an Erde gelegt. Jede Schleifenhälfte ist für sich gleich abgestimmt. Die Mitte der Abstimmkondensatoren ist geerdet, ebenfalls die Anode der Kathodenstrahlröhre. Die Enden der Kapazitäten sind direkt oder unter Zwischenschaltung von widerstandkapazitätsgekoppelten Verstärkern mit den gegenüberliegenden Ablenkungsplatten der Braunschen Röhre verbunden. Die Empfangsapparate waren auf 10 000 Hertz abgestimmt. Der Oszillograph hatte eine Empfindlichkeit von 1 mm Ablenkung des Kathodenstrahlflecks bei 1 Volt Spannungsdifferenz an den Platten. Unter Verwendung von Verstärkern konnte man diese bei wenigstens 4 mV am ersten Gitter erreichen. Die Antenne war so groß gewählt, um mit möglichst geringer Verstärkung auskommen zu können. Die Wirkung der durch die atmosphärischen Störungen in dem Rahmen induzierter EMK besteht in einer Ablenkung des Kathodenstrahlfleckes auf dem Leuchtschirm proportional ihrer Größe und einer Abweichung der Richtung der Ablenkung von der Horizontalen und Vertikalen gemäß der Richtung der einfallenden Welle, wobei eine Zweideutigkeit um 180° bestehen bleibt. Und zwar werden auch aus verschiedenen Richtungen eintreffende Wellen wegen der überaus großen Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen gleichzeitig nach Stärke und Richtung angezeigt. Im Original werden einige Polarkoordinaten-Diagramme der Beobachtungen einzelner Gewitterstörungen im Mai 1925 gegeben. Es wird daran gedacht, diese Einrichtung zur Anzeige von radioelektrischen „Leuchttürmen" in der Navigation auszunutzen.

Lübcke.

K. E. Edgeworth. Frequenzänderungen bei Röhrensendern. (Frequency variations in thermionic generators.) Journ. Inst. Electr. Eng. London **64,** 349—366, 1926, Nr. 351.

Elektrische Schwingungskreise, die von Röhrensendern betrieben werden, haben manche Eigenschaften mit mechanischen Schwingungskreisen gemeinsam, die von einem Pendel angestoßen werden. Einige bekannte Eigenschaften des letzteren sollen kurz angeführt werden, diese führen dann zu Analogien beim Röhrensender. Wenn auch der Anstoß des Systems in dem Moment erfolgt, wo das Uhrpendel durch die Null-Lage schwingt, so weicht doch die Frequenz von der wahren Eigenschwingung ab. Wenn das Pendel nahe seinem Umkehrpunkte den Impuls nach der Null-Lage hin erhält, wird das Pendel schneller gehen; ist er von ihr fortgerichtet, wird es langsamer schwingen. Man kann den Effekt als reversibel bezeichnen, da das Pendel schneller oder langsamer schwingt in Übereinstimmung mit der Richtung, in der der Impuls wirkt. Die Abhängigkeit der Frequenz von der Amplitude bewirkt bei Vergrößerung der Amplitude eine Verlangsamung des Ganges; man hat hier einen irreversiblen Effekt.

Die Phasenverhältnisse zwischen Strom und Spannung an der Röhre werden untersucht, und es wird gezeigt, daß die Frequenz der Schwingungen von der Natur der Kopplung zwischen Gitter und Anode abhängt. Es werden Gleichungen aufgestellt, welche die Differenz zwischen der Frequenz und den erzeugten Schwingungen und der Resonanzfrequenz der abgestimmten Kreise ergeben. Man erkennt aus ihnen, daß die Frequenzänderungen von der Art der Kopplung abhängen, und zwar analog den reversiblen Änderungen, die bei der Pendeluhr auftreten. Beim Röhrensender hat man immer eine kapazitive Kopplung zwischen Gitter und Anodenkreis innerhalb der Röhre. Wirkt nur diese oder auch noch eine zusätzliche geringe induktive Kopplung, so kann man von normaler Kopplung sprechen, und der Generator schwingt langsamer. Ist die induktive Kopplung fester, dann wirkt sie der kapazitiven sicher entgegen, und man hat eine umgekehrte Kopplung. In diesem Falle sind die Schwingungen schneller. Bei Widerstandskopplung zwischen beiden Kreisen verschwinden die Änderungen. Im Anschluß hieran werden drei irreversible Frequenzänderungen diskutiert, und zwar eine solche, die mit einer Änderung der effektiven Induktanz des Kreises verbunden ist; sie tritt auf, wenn die Schwingung frei statt erzwungen ist. Unter den gleichen Voraussetzungen tritt sie bei einer Änderung der Resonanzfrequenz eines gedämpften Kreises auf. Eine dritte Art Frequenzänderung ist an das Vorhandensein von Oberschwingungen in der von der Röhre erzeugten EMK gebunden. Die theoretischen Ableitungen werden experimentell bestätigt. Die Charakteristiken verschiedener Typen von Röhrensendern für konstante Frequenz werden untereinander verglichen. Die Frequenzänderungen, die auf eine 10 proz. Spannungsschwankung im Kathoden- und Anodenkreise zurückzuführen sind, lassen sich unter Umständen bis auf 1 zu 50 000 vermindern. Man kann so den Röhrensender auch für ganz kurze Wellen und als Überlagerungswellenmesser praktisch ausnutzen.

Lübcke.

H. de Bellescize. Die Reduktion von Störungen beim Empfang in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. (New method pertaining to the reduction of interference in the reception of wireless telegraphy and telephony.) Proc. Inst. Radio Eng. **14,** 249—262, 1926.

Der Verfasser geht in seiner Darstellung aus von dem Gedanken, daß in einem mechanischen System mit Reibung eine oszillatorische Kraft (oder Drehmoment) keine Schwingung ihrer Periode hervorruft, wenn die Amplitude der Kraft im Verhältnis zur Reibung unter einer gewissen Größe bleibt, und zwar auch dann, wenn das System unter dem Einfluß einer anderen Kraft irgendwelche Bewegungen ausführt. Ein solches System mit Reibung sucht er auf elektromagneti-

schem Gebiet durch einen Schwingungskreis zu realisieren, der eine Spule mit geschlossenem Eisenkern enthält. Zur Unterdrückung von Störungen soll dieses Prinzip in der Differentialschaltung von Fig. 1 ausgenutzt werden. Den Punkten A und B werden die Zwischenfrequenzschwingungen, die durch einen Überlagerer hergestellt sind, zugeführt. Außerdem wirken auf sie die Störungen, die eliminiert oder wenigstens geschwächt werden sollen. Von den beiden Kreisen C_1 L_1 und C L ist nun der eine mit dem Gitter der nächsten Röhre durch einen eisenfreien Transformator L_1 L_1', die andere durch einen Transformator mit geschlossenem Eisenkern (L L') gekoppelt. Außerdem ist der Kopplungssinn der beiden Kreise entgegengesetzt. Die Kreise und ihre Kopplung mit dem Gitterkreis sollen nun so dimensioniert werden, daß die verhältnismäßig starken Störungen sich in ihrer Wirkung auf den Gitterkreis L' L_1' aufheben. Die relativ sehr schwachen Schwingungen, die von den aufzunehmenden Zeichen herrühren, werden sich aber nicht gleichzeitig aufheben, da auf sie nur der eisenfreie Kreis C_1 L_1, nicht aber der Kreis C L mit seinem geschlossenen Eisenkern reagiert.

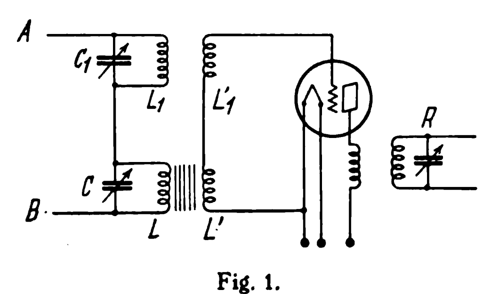


Fig. 1.

Nun ist klar, daß eine Kompensation der Störungen durch eine solche Differentialschaltung nur für solche Störungen möglich ist, deren Stärke von einer bestimmten Größenordnung ist, da ja die Permeabilität des Eisenkerns von der Ampèrewindungszahl abhängt. Um Störungen von verschiedener Stärke zu kompensieren, sollen zwei Elemente von der in Fig. 1 dargestellten Art hintereinander geschaltet werden, die dann für verschiedene Stärken der Störung einzuregulieren sind.

In den ausgeführten Schaltungen, die in der Arbeit angegeben sind, ist der Transformator L_1 L_1' nicht eisenfrei, wie in Fig. 1, sondern er besitzt ebenfalls einen Eisenkern, der aber ganz anders dimensioniert ist, als der Eisenkern des Transformators LL', so daß die durch die Schaltung von Fig. 1 beabsichtigte Differentialwirkung doch zustande kommt.

Die Anordnung ist in erster Linie für drahtlose Telegraphie bestimmt. Die Verhältnisse werden sehr viel schwieriger, wenn es sich um drahtlose Telephonie handelt, und auch dann, wenn die Störungen nicht atmosphärischer Natur, sondern von einem zweiten Sender kommen, dessen Frequenz nicht weit von dem aufzunehmenden entfernt ist.

Bei den Versuchen, bei denen die Störungen künstlich durch einen Summer hervorgerufen wurden und bei denen zwei Elemente der in Fig. 1 dargestellten Art hintereinander geschaltet waren, änderte sich die Intensität der Zeichen in keiner Weise, wenn die Unterbrechungszahl des Summers zwischen 50 und 1000/sec. variiert wurde.

J. Zenneck.

S. Harris. Eichung eines Niederfrequenzgenerators mit Hilfe einer Stromquelle von einer einzigen Frequenz. (A method of calibrating a low-frequency generator with a one-frequency source.) Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 213—216, 1926.

Das Prinzip der Methode ist dasselbe, das schon in allen möglichen Variationen zur Eichung benutzt wurde. Als Normalschwingungsquelle dient ein Stimmgabelgenerator, der wie der zu eichende Generator im allgemeinen alle möglichen Harmonischen besitzen wird. Man wählt eine solche Harmonische des Stimmgabelgenerators und des zu eichenden Generators, daß diese beiden Harmonischen hörbare oder — in einem Galvanometer mit Gleichrichter — sichtbare Schwebungen geben. Aus der Anzahl der Schwebungen/sec und der Ordnungszahl der beiden Harmonischen ergibt sich die Frequenz des zu eichenden Generators auch dann, wenn — wie es in der Arbeit vorausgesetzt ist — die Frequenz des Generators niedriger ist als diejenige der Stimmgabel.

J. Zenneck.

V. D. Landon und **K. W. Jarvis.** Zur Theorie der Verstärkung durch Rückkopplung. (An analysis of regenerative amplification.) Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 709—753, 1925.

Eine Theorie von rückgekoppelten Röhrenkreisen, die sich hauptsächlich auf die Energiebilanz solcher Kreise gründet. — Es scheint, daß den Verfassern ein großer Teil der bisher über diesen Gegenstand erschienenen Literatur unbekannt geblieben ist.

J. Zenneck.

Patentschau.

Von **Carl Lübben.**

Rückkopplungsfreier Röhrensender.

D. R. P. 433 360 (Radio Corporation of America), Klasse 21 a[4], Gruppe 8, pat. vom 1. 6. 1922 (Unionspriorität 11. 6. 1921), ausgegeben am 31. 8. 1926. Identisch mit Brit. Pat. 180 295 u. Franz. Pat. 551 534.

Wenn man die Gitterspannung, von Null anfangend, auf hohe positive Werte steigert, so wächst zunächst der Gitterstrom, bis die Erzeugung der Sekundärelektronen die Primäremission überwiegt, so daß der Gitterstrom fällt und sogar negativ werden kann. Später, wenn die Potentialdifferenz zwischen Gitter und Anode zu klein geworden ist, steigt der Gitterstrom wieder an. Für die Abhängigkeit des Gitterstromes von der Gitterspannung ergibt sich die in der Fig. 1 wiedergegebene Kurve. Der fallende Teil der Kurve ge-

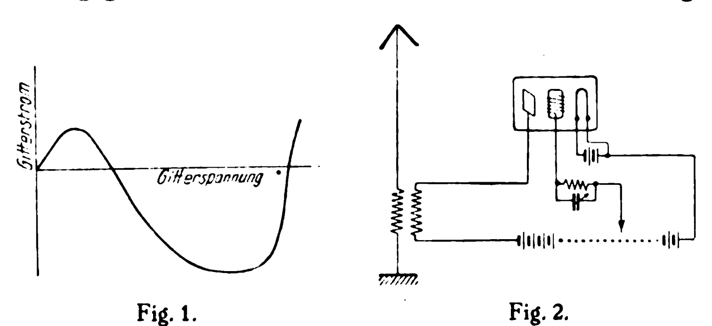


Fig. 1. Fig. 2.

stattet eine Schwingungserzeugung ohne Rückkopplung. Die dazu benutzte Schaltung zeigt Fig. 2.

Beseitigung von Störwellen bei Senderanlagen.

D. R. P. 432 680 (Telefunken), Klasse 21 a[4], Gruppe 1, pat. vom 12. 2. 1922, ausgegeben am 16. 8. 1926.

Zur Beseitigung von Oberwellen verwendet man Hilfskreise, die auf die Nutzfrequenz abgestimmt sind. Man verwendet ferner zum gleichen Zweck und zur erhöhten Sicherheit zur Antennenkopplung besondere Lufttransformatoren.

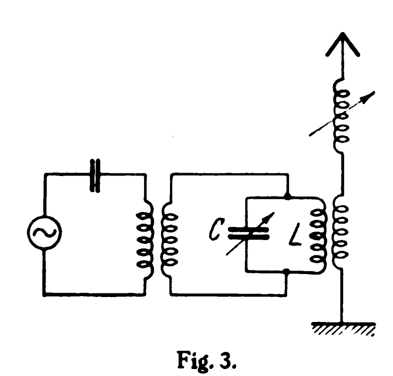


Fig. 3.

Erfindungsgemäß wird nun die Induktanz des Hilfskreises gleichzeitig als Primärspule des Kopplungstransformators verwendet. Es ergibt sich auf diese Weise die in Fig. 3 wiedergegebene Schaltung, bei der C, L der Hilfskreis ist und L als Primärspule des Kopplungstransformators dient.

Röhrensender.

D.R.P. 432 270 (Huth), Klasse 21 a[4], Gruppe 8, pat. vom 30. 8. 21, Unionspriorität von 13. 5. 15, ausgegeben am 31. 7. 26.

Die Erfindung betrifft einen Röhrensender, bei dem der Schwingungskreis C, L zwischen Anode und Gitter liegt, während die Anodenstromquelle B in einem besonderen Kreis zwischen Anode und Kathode eingeschaltet ist (Fig. 4).

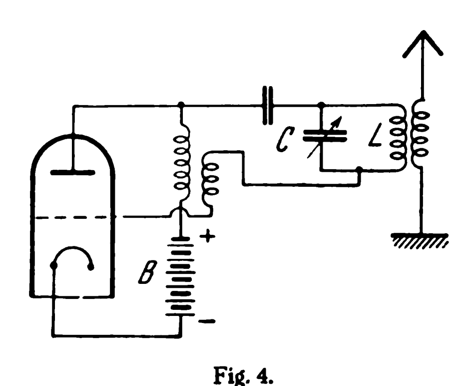


Fig. 4.

Röhrensender für kurze Wellen.

D. R. P. 432 569 (Telefunken), Klasse 21 a[4], Gruppe 9, pat. vom 26. 7. 1924, ausgegeben am 9. 8. 1926.

Verursacht durch wilde kapazitive Kopplungen oder Nebenschlüsse treten beim Arbeiten mit kurzen Wellen leicht Störungen auf. Erfindungsgemäß sollen diese Störungen, insbesondere diejenigen, die durch Kompensation induktiver Kopplungen entstehen, dadurch beseitigt werden, daß alle induktiven Kopplungen völlig vermieden und die Kopplungen kapazitiv durchgeführt werden. Eine Schaltung dieser Art ist in Fig. 5 wiedergegeben.

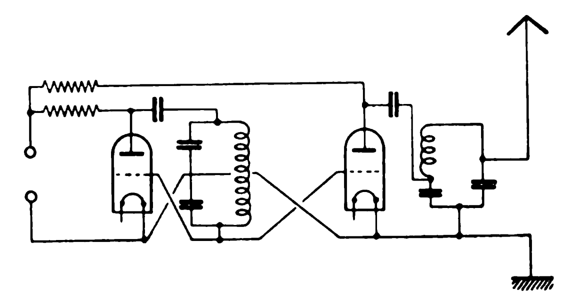


Fig. 5.

Einrichtung zur Erzeugung sehr kurzer Wellen.

D. R. P. 432 568 (Telefunken), Klasse 21 a[4], Gruppe 9, pat. vom 26. 7. 1924, ausgegeben am 6. 8. 1926.

Unter Schutz gestellt ist eine Einrichtung, bei der ein Röhrensender solcher Frequenz benutzt wird, der sich mit guter Wellenkonstanz und größerer Leistung noch herstellen läßt und die weitere Frequenzerhöhung dann mit Hilfe eines Frequenzwandlers erfolgt. Man kann auch an einen Röhrensender mehrere Frequenzwandler anschließen, um gleichzeitig mehrere Antennen zu speisen.

Verfahren für Sprachmodulation.

D. R. P. 432 385 (Dubilier, New York), Klasse 21 a[4], Gruppe 14, pat. vom 3. 7. 1924, ausgegeben am 4. 8. 1926.

Bei der Modulation der Hochfrequenzschwingungen durch die Sprache entsteht bekanntlich ein breites Frequenzband, dessen Breite von der Breite des Sprachbandes abhängt. Es hat sich nun gezeigt, daß es keineswegs erforderlich ist, das ganze Sprachband zu übertragen, um eine verständliche Wiedergabe zu erzielen. Insbesondere sind es die niedrigen Frequenzen, die für die Verständlichkeit nicht erforderlich sind, obwohl gerade diese Frequenzen einen beträchtlichen Teil der Schwingungsenergie zur Übertragung beanspruchen. Die Erfindung betrifft nun Einrichtungen, bei denen diese niedrigen Frequenzen unterdrückt werden und erreicht dadurch den Vorteil, daß an Schwingungsenergie erheblich gespart bzw. mit einer gegebenen Schwingungsenergie eine größere Reichweite erzielt werden kann. Eine

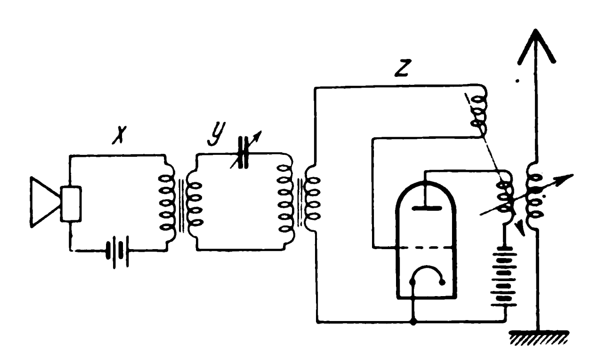


Fig. 6.

einfache Anordnung dieser Art zeigt die Fig. 6. Zwischen dem Mikrophonkreis X und dem Sender Z ist ein Siebkreis Y eingeschaltet, der so dimensioniert ist, daß er die niedrigen Frequenzen des Sprechbandes unterdrückt.

Wenn man beim Empfang der Sprache, die trotz des Fehlens der unteren Frequenzen sehr gut verständlich ist, aber natürlich eine falsche Klangfarbe besitzt, eine etwas



vollere Klangfarbe wiedergeben will, so kann man dies dadurch erreichen, daß man an der Empfangsstelle ein oder mehrere niedrige Frequenzen erzeugt und dem empfangenen Sprachband überlagert. Wenn diese überlagerten Frequenzen auch nicht dem Tonfall und dem Rhythmus der empfangenen Laute folgen, so wird doch durch ihre Anwesenheit anscheinend infolge einer akustischenTäuschung die Sprache etwas angenehmer erscheinen.

Modulationseinrichtung mit zwei Röhrengeneratoren.

D. R. P. 433 286 (Telefunken), Klasse 21 a⁴, Gruppe 14, pat. vom 11. 1. 1925, ausgegeben am 27. 8. 1926.

Wirken zwei Röhrensender gleicher Frequenz und gleicher Kopplung auf einen gemeinsamen Kreis ein, so fließt in diesem kein Strom. Bei Verstimmung des einen Senders treten nicht sofort Schwebungen auf, da der eine Sender von dem anderen mitgezogen wird (vgl. D. R. P. 366 730). Es entsteht aber ein Strom im gemeinsamen Kreis, der, von Null beginnend (bei Frequenzgleichheit), proportional mit der Verstimmung ansteigt bis ungefähr zum doppelten Wert, der bei Erregung mit nur einem Sender entstehen würde. Erst kurz vor dem Erreichen dieses Wertes setzen die Schwebungen ein und das Mitziehen hört auf. In Fig. 7 ist die Ab-

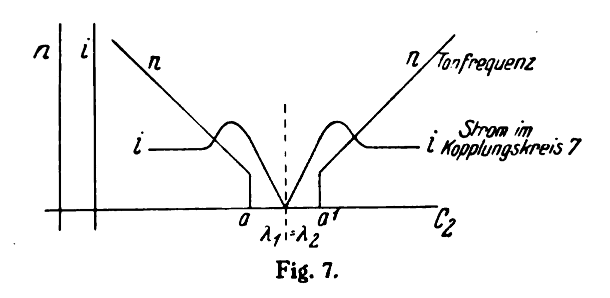


Fig. 7.

hängigkeit des Stromes i im gemeinsamen Kreise von der Kapazität c des frequenzbestimmenden Kreises des einen Senders wiedergegeben. Der Bereich der geradlinigen Stromänderung soll für mikrophonische Bildübertragung oder ähnliche Zwecke ausgenutzt werden, indem z. B. zum Kondensator C_2 des einen Röhrensenders ein kapazitives Mikrophon 11 parallel geschaltet wird (Fig. 8). Nach Gleichrichtung des im Kreise 7 auftretenden Hochfrequenz-

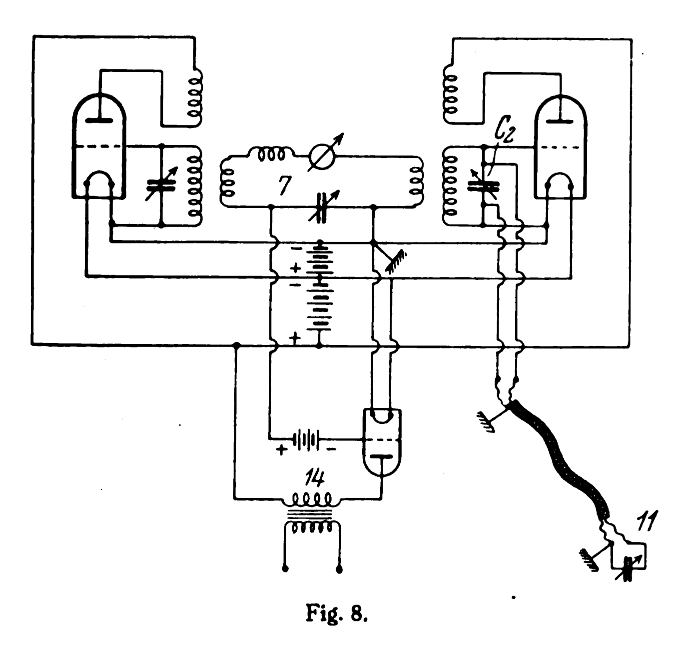


Fig. 8.

stromes erhält man im Ausgangstransformator 14 einen Strom, der zur Modulation eines Senders verwendet werden kann.

Fading-Beseitigung beim Verkehr mit kurzen Wellen.

Brit. Pat. 253 152 (Marconi), 8. 6. 1925, ausgegeben am 11. 8. 1926.

Zur Beseitigung des Fadingeffektes wird die Trägerwelle in der Frequenz periodisch geändert und beim Empfang eine örtlich erzeugte Welle überlagert, die in der Frequenz in der gleichen Weise periodisch geändert wird.

Brit. Pat. 253 934 (Marconi), 19. 6. 1925, ausgegeben am 18. 8. 1926.

Zur Beseitigung der Störungen, insbesondere wenn dieselben durch Interferenz der Raumstrahl- und der Oberflächenstrahlkomponente entstehen, werden mehrere räumlich getrennte Empfangsantennen 1, 2, 3 (Fig. 9) zur Wirkung auf

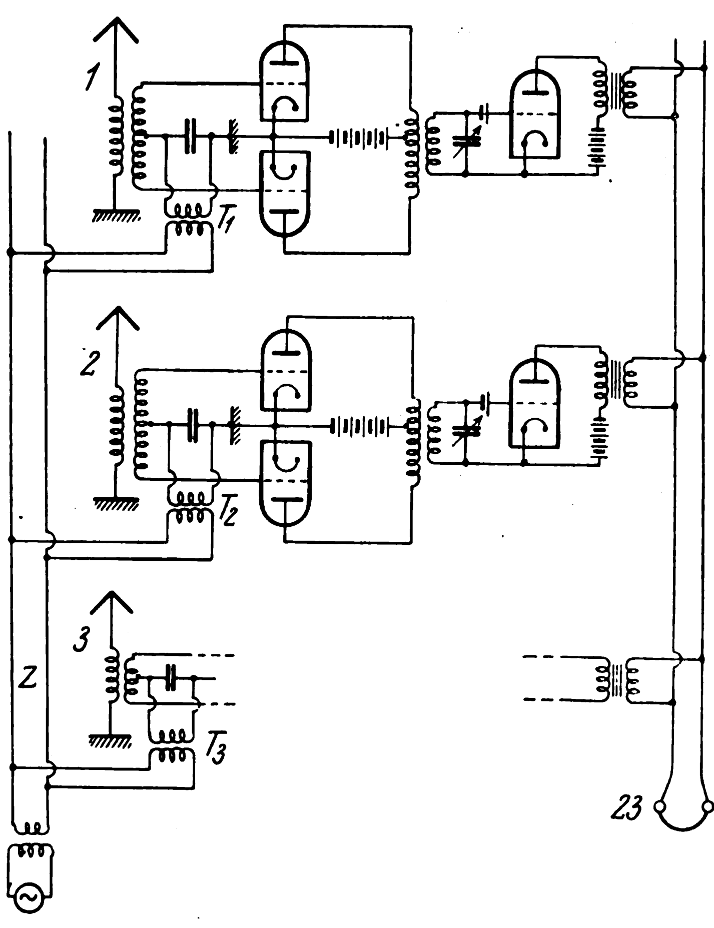


Fig. 9.

einen gemeinsamen Empfänger 23 gebracht. Um die Schwierigkeiten der phasenrichtigen Überlagerung zu vermeiden, werden die empfangenen Wellen durch eine gemeinsame Zuleitung Z und die Überträger T_1, T_2, T_3 niederfrequent moduliert. Der resultierende Empfang im Hörer 23 ist dann unabhängig von der Phasenbeziehung der in den Antennen aufgefangenen Wellen.

Störbefreiung beim Empfang.

D. R. P. 432 497 (Telefunken), Klasse 21 a⁴, Gruppe 22, pat. vom 1. 7. 1923, ausgegeben am 9. 8. 1926.

Es wird vorgeschlagen, die ankommende Hochfrequenzenergie über zwei aperiodische Kreise I und II (Fig. 10) in

Gegenschaltung einem gemeinsamen dritten Kreis III zuzuführen und die Konstanten der Kreise I und II so zu wählen, daß die Empfangswelle in diesen Kreisen eine möglichst

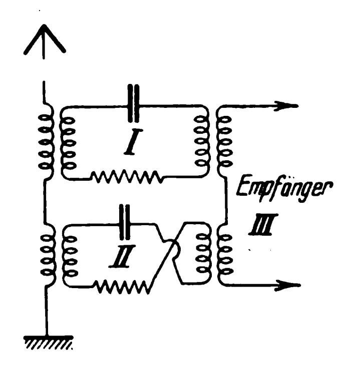


Fig. 10.

große Phasenverschiebung besitzt. Die Selbstinduktionen der Kreise I und II können als Rahmenantennen ausgebildet sein.

Störbefreiung beim Superheterodyneempfang.

Brit. Pat. 254 036 (Willans), 7. 4. 1925, ausgegeben am 25. 8. 1926.

Beim Superheterodyneempfang treten häufig Störungen auf, die durch lange Wellen hervorgerufen werden, auf die der Zwischenfrequenzverstärker abgestimmt ist. Es zeigt sich, daß diese Störungen von der Spule bzw. der Rahmenantenne herrühren, die mit dem Gitter der ersten Röhre verbunden ist. Die geringen Spannungsdifferenzen, die durch lange Wellen in dieser Spule trotz der Abstimmung auf weit kürzere Wellen induziert werden, reichen aus, um den Zwischenfrequenzverstärker zu erregen. Durch die in der Fig. 11 dargestellte Anordnung sollen diese Störungen beseitigt werden. Die zwischen Gitter und Kathode liegende Rahmenantenne besteht aus zwei Hälften L und L_1, die entgegengesetzt gewickelt sind. Die eine Hälfte L wird mit dem Kondensator C auf die Empfangswelle abgestimmt, so daß für diese Welle an der Spule L eine hohe Spannung auftritt, die durch die andere Hälfte L_1 nur unwesentlich geschwächt wird. Für lange Störwellen dagegen ist die Induktion in beiden Hälften gleich, so daß die auftretenden Spannungen sich für die langen Wellen kompensieren.

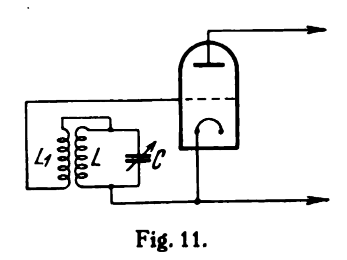


Fig. 11.

Wellenfilter.

Brit. Pat. 253 629 (Gen. El. Co.), 25. 3. 1925, ausgegeben am 18. 8. 1926.

Als Wellenfilter wird eine Brückenanordnung vorgeschlagen, bei denen die einzelnen Zweige aus Kettenleitern verschiedener Art bestehen. In Fig. 12 ist eine Ausführungsform eines solchen Wellenfilters wiedergegeben, bei dem die Teile a und b geeignete Wechselstromwiderstände bedeuten.

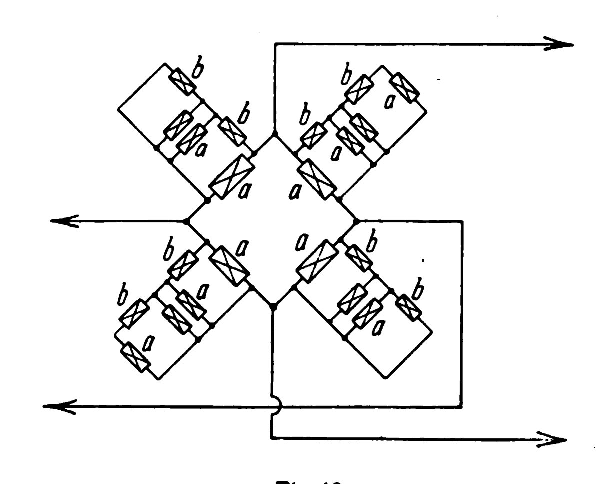


Fig. 12.

Richtantennensystem.

D.R.P. 433 287 (Int. Gen. El. Co.), Klasse 21 a[4], Gruppe 46, pat. vom 31. 7. 1925, ausgegeben am 27. 8. 1926. Identisch mit Amer. Pat. 1 569 835.

Zum Richtsenden benutzt man eine Anzahl räumlich getrennter Antennen, denen die Ströme phasenrichtig zugeführt werden. Die Erfindung betrifft die Ausbildung einer einzigen Sendeleitung, die alle Antennen mit Strom versorgt. Ist die Zuführungsleitung so ausgebildet, daß sich die Wellen auf ihr mit Lichtgeschwindigkeit fortpflanzen, dann erfolgt eine phasenrichtige Zufuhr, wenn keine Reflexionen vorhanden sind und die Wellen nur in einer Richtung fortschreiten. Bei Belastung der Zuführungsleitung werden infolge der dann auftretenden Reflexionen die Phasenbeziehungen gestört. Erfindungsgemäß wird die Speiseleitung so ausgebildet, daß keine Reflexionen an den Speisepunkten entstehen. Erreicht wird dies dadurch, daß die Speiseleitung als Kettenleiter ausgebildet wird. Diese hat dann dieselbe charakteristische Impedanz, aber Dämpfungen in den Widerstandsnetzen. Ein solches Netz zeigt Fig. 13, während aus der Fig. 14 die Kopplung mit den Einzelantennen ersichtlich ist.

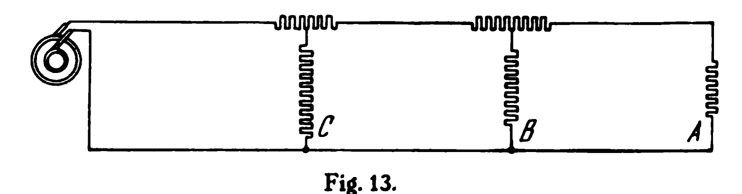


Fig. 13.

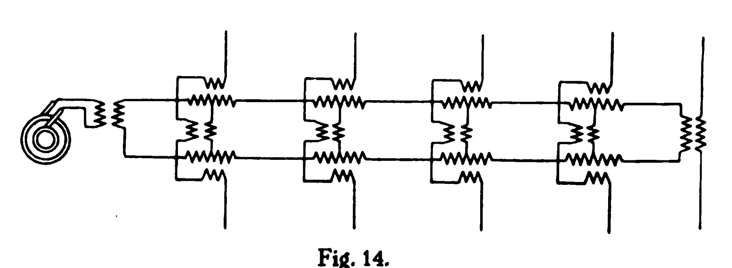


Fig. 14.

Schleifenantenne.

D. R. P. 433 361 (Int. Gen. El. Co.), Klasse 21 a[4], Gruppe 46, Pat. vom 31. 7. 1925 (Unionspriorität vom 25. 11. 1924), herausgegeben am 26. 8. 1926. Identisch mit Brit. Pat. 243 706 und Franz. Pat. 606 824.

Die gebräuchlichen Richtantennen mit 2 oder mehr senkrechten Leitern, in denen die Ströme bestimmte Phasendiffe-



renzen besitzen, erfordern ein Strahlsystem von einer großen Ausdehnung (ein oder mehrere Wellenlängen), wenn eine scharfe Richtwirkung erzielt werden soll. Ein weiteres Erfordernis ist das Vorhandensein einer beträchtlichen Zahl von Einzelantennen.

Erfindungsgemäß wird eine schleifenförmige Antenne benutzt, bei der die Serieninduktanzen in den horizontalen Seiten durch Serienkondensatoren 2 (Fig. 15) und die Neben-

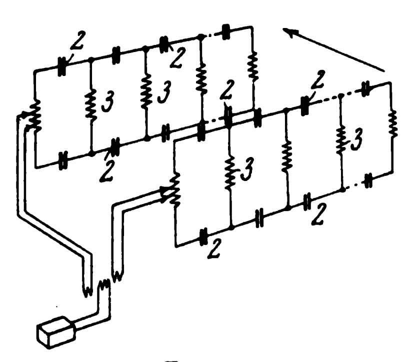


Fig. 15.

schlußkapazitäten zwischen zwei horizontalen Seiten durch Nebenschlußinduktanzen 3 neutralisiert sind. Die Schleife ist so abgestimmt, daß die scheinbare Wellenfortpflanzung unendlich ist. Der Abstand zwischen den Neutralisierungskondensatoren und -Induktanzen soll nicht größer als 1/π der Wellenlänge sein. Eine solche Antenne hat recht-

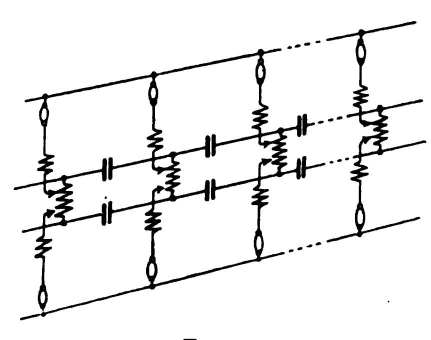


Fig. 16.

winklig zur Schleifenebene (nach beiden Seiten) die größte Strahlung. Zur Erzielung einseitiger Richtwirkung werden zwei Schleifen in einem Abstand von einem Viertel Wellenlänge oder einem Vielfachen davon angeordnet, wie dies die Fig. 15 zeigt. Eine weitere (nur im Brit. Pat. 243 706 angegebene) Anordnung mit vertikal übereinandergelagerten Schleifen zeigt Fig. 16.

Drahtlose Flugzeug-Höhenmessung.

Brit. Pat. 252 588 (24. August 1925), ausgegeben am 28. Juli 1926.

Die Höhe eines Flugzeuges soll dadurch bestimmt werden, daß ein kleiner Funkensender abgeworfen wird, der beim Aufprall auf den Boden ein Zeichen sendet, daß im Flugzeug aufgenommen wird und aus der Zeitdifferenz zwischen Abwurf und Ankunft des Zeichens die Höhe ermittelt wird. Die Schaltung des Funkensenders ist in Fig. 17 wiedergegeben. Er wird beim Aufprall des Gewichtes G durch den Kontakt K in Tätigkeit gesetzt. Erddraht E und Antenne A sind vor dem Abwurf auf Rollen aufgewickelt und wickeln sich während des ersten Teiles des Falles ab. P ist ein Pendelumformer, F die Funkenstrecke.

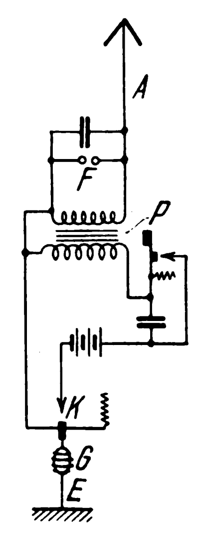


Fig. 17.

Abstimmung von Kurzwellen-Raumstrahlantennen.

D.R.P. 432 570 (Telefunken), Klasse 21 a⁴, Gruppe 66, pat. vom 26. Juli 1924, ausgegeben am 13. August 1926.

Die Raumstrahlantennen für kurze Wellen bestehen gewöhnlich aus einem geradlinigen Draht, der in ¾ Wellenlänge oder einem ganzzahligen Vielfachen der halben Wellenlänge plus ¼ Wellenlänge erregt wird. Die Stromverteilung einer in ¾ Wellenlänge erregten Antenne zeigt Fig. 18. Erfindungsgemäß werden für den Übergang zu längeren

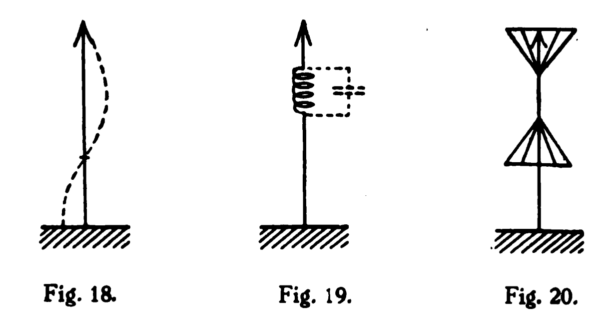


Fig. 18. Fig. 19. Fig. 20.

Wellen die Verlängerungsmittel an solchen Stellen eingeschaltet, die symmetrisch zu den Strombäuchen liegen. In Fig. 19 ist eine Selbstinduktion, der auch eine Kapazität parallel geschaltet werden kann, im Strombauch eingeschaltet. Bei Fig. 20 sind an den Stromknoten Kapazitätsflächen angebracht.

Gegenverkehr-Sende-Empfangsanordnung.

Brit. Pat. 252 804 (Le Tall) vom 7. März 1925, ausgegeben am 7. Juni 1926.

Es handelt sich um eine Anordnung mit zwei Antennen 1 und 2 (Fig. 21), von denen die eine als Sende-, die andere als Empfangsantenne dient. Beim gleichzeitigen Senden und Empfangen muß die von der Sendeantenne in der Empfangsantenne induzierte Schwingungsenergie kompensiert werden. Mit einer Verbindung beider Antennen, wie dies gewöhnlich erfolgt, gelingt dies nicht, weil die Phase der Kompensationsenergie nicht genau der induzierten Störenergie entgegengesetzt ist. Es werden deshalb zwei Ver-

bindungswege benutzt, von denen der eine den Kondensator K, der andere den Widerstand W enthält. Die von beiden Wegen übertragenen Schwingungen setzen sich zu

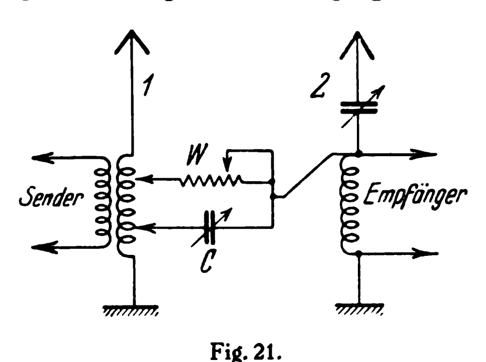


Fig. 21.

einer Resultierenden zusammen, die sowohl in Phase als auch in der Amplitude richtig abgeglichen werden kann, so daß eine völlige Kompensation eintritt.

Fernsehen.

Brit. Pat. 252 387 (Metropolitan Vickers Electr. Co.) vom 25. Mai 1925, ausgegeben am 28. Juli 1926.

Die Abtastung der Bildpunkte erfolgt durch zwei senkrecht zueinander bewegte Spiegel S und S_1 (Fig. 22), von denen der eine Spiegel S elektromagnetisch mit 16 Schwingungen in der Sekunde, der andere S_1 piezoelektrisch mit 1000 Schwingungen in der Sekunde bewegt wird. Zur Bewegung des Spiegels S_1 dienen die beiden Piezokristalle

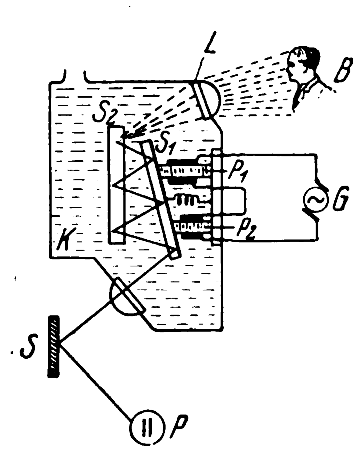


Fig. 22.

P_1 und P_2, die durch den Wechselstrom des Generators G erregt werden. Die Anordnung ist so getroffen, daß der eine Piezokristall sich ausdehnt, wenn der andere sich zusammenzieht. Das zu übertragende Bild wird durch die Linse auf den Spiegel S_2 abgebildet, mehrfach zwischen S_1 und S_2 reflektiert, auf den Spiegel S und dann auf die lichtempfindliche Zelle P geworfen. Der Behälter K ist mit einer Mischung aus Alkohol und Glyzerin gefüllt, die den gleichen Brechungsexponenten besitzt, wie die Spiegelgläser S_1 und S_2.

Die Wiedergabe erfolgt mit einer ähnlichen Einrichtung, bei der zwei Spiegel synchron und ebenso wie die Senderspiegel S_1 und S_2 bewegt werden.

Einrichtung zum Fernsehen.

Brit. Pat. 253 957 (Baird) vom 1. Januar 1925, ausgegeben am 25. August 1926.

Zur Bildabtastung wird eine drehbare Scheibe 1 (Fig. 23) benutzt, die mit einer Anzahl Linsen versehen ist.

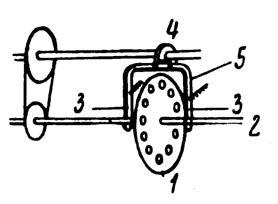


Fig. 23.

Diese Scheibe ist um die Achse 2 drehbar. Der Rahmen 5, in dem die Drehachse 2 gelagert ist, besitzt exzentrische Zapfen 3, um die der Rahmen drehbar ist. Durch eine Exzenterscheibe 4 wird dieser Rahmen hin- und herbewegt und so eine feinere Unterteilung der Abtastung erzielt.

Einrichtung zur Bildübertragung zum Fernsehen und dergl.

Brit. Pat. 252 696 (Brit. Thomson Houston Co.) vom 27. Mai 1925, ausgegeben am 28. Juli 1926.

Die Abtastung der Bildelemente erfolgt durch wechselnde Ablenkung von Kathodenstrahlen. Das Bild (Fig. 24) wird auf eine durchsichtige Scheibe 2 geworfen, die mit einer photoelektrischen Schicht von Cäsium, Kalium oder Natrium belegt ist. 7 ist die Kathode, 6 die Anode der Kathodenröhre. Die Anode 6 ist durchlöchert, so daß die Kathodenstrahlen auf die Platte 2 fallen. Die Ablenkung

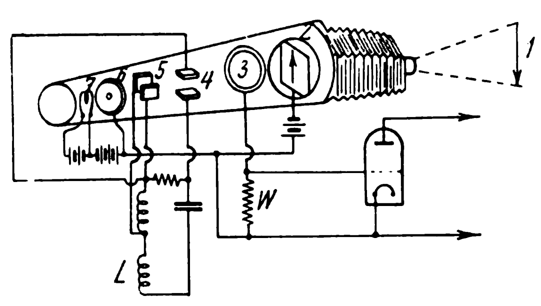


Fig. 24.

des Strahlenbündels erfolgt durch zwei Plattenpaare 4 und 5, die rechtwinklig zueinander angeordnet sind. Der Spule L wird eine modulierte Schwingung zugeführt, so daß das Strahlenbündel in der Kathodenröhre eine spiralförmige Bewegung ausführt und nacheinander alle Punkte der Platte 2 abtastet. Eine Zickzackbewegung des Strahlenbündels kann dadurch herbeigeführt werden, daß das eine Plattenpaar mit Hochfrequenz, das andere Plattenpaar mit Niederfrequenz erregt wird. Die im Widerstand W auftretenden Spannungsänderungen werden einem Verstärker zugeführt und dann durch Leitung oder drahtlos übertragen.

Fernsehen in natürlichen Farben.

Brit. Pat. 255 057 (Westinghouse El. & Man. Co.) vom 13. Juli 1925, ausgegeben am 8. September 1926.

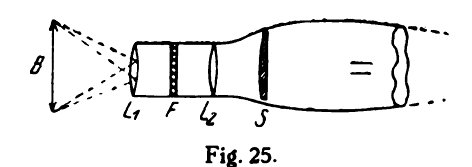


Fig. 25.

Das von einer Linse L_1 (Fig. 25) aufgefangene Bild des Sonnenstandes B geht durch ein Farbfilter F hindurch, das

aus kleinen roten, blauen und grünen Quadraten zusammengesetzt ist, und gelangt dann durch die Linse L_2 auf den Schirm S, der mit einer photoelektrischen Schicht bedeckt ist und durch ein bewegliches Kathodenstrahlbündel in ähnlicher Weise wie beim Brit. Pat. 252 696 (siehe voriges Referat) abgetastet wird. Beim Empfang trifft das synchron bewegte Strahlbündel auf einen Schirm, der durch ein gleiches Farbfilter betrachtet oder abgebildet wird.

Beseitigung der schädlichen Röhrenkapazität durch Schutzgitter.

Brit. Pat. 230 011 (Brit. Thomson Houston Co.) vom 3. März 1924.

Die schädliche Kapazität zwischen Anode und Gitter im Innern der Röhre kann durch ein Schutzgitter zwischen Anode und Gitter unschädlich gemacht werden (vgl. auch Brit. Pat. 188 707). Um eine möglichst weitgehende Wirkung zu erzielen, wird erfindungsgemäß ein Schutzgitter benutzt, das die Länge des Gitters und der Anode überschreitet und die schädlichen Kraftlinien an den Enden der Elektroden ebenfalls beseitigt. In Fig. 26 ist eine Ausführungsform einer solchen Röhre wiedergegeben.

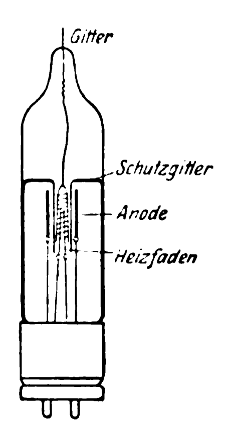


Fig. 26.

Herstellung sehr feiner Heizdrahtfäden für Röhren.

D. R. P. 432 876 (Patent Treuhand Ges.), Klasse 21 f, Gruppe 32, patentiert vom 17. Mai 1925, ausgegeben am 16. August 1926.

Durch chemische oder elektrochemische Abtragung hat man früher bereits feine Drähte hergestellt, wobei man aber darauf bedacht war, den Vorgang der Abtragung möglichst langsam auszuführen, z. B. durch Ferricyankalium, Natronlauge, Ammonpersulfatlösung, Kaliumpermanganat und dergleichen. Erfindungsgemäß werden Ausgangsdrähte von 0,05 mm und darunter benutzt, die mit einem sehr heftig und schnell wirkenden Abtragungsmittel, z. B. Kalium- oder Natriumnitrit oder -nitrat, Natriumsuperoxyd oder Bleichromat, behandelt werden. Bei völlig gleichmäßiger Abtragung soll es auf diese Weise gelingen, den Durchmesser bis auf ein Drittel zu verringern.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

Nr.	Klasse u. Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
432 042	21a2/25	31. 7. 26	Kopfhörermuschel
*432 043	21a4/16	23. 7. 26	Tastverfahren für kurze Wellen
432 044	21a4/68	31. 7. 26	Spulenhalter
432 130	42c/44		
432 159	21a4/29	4. 8. 26	Neutrodyne-Verstärker
432 160	21b/12	2. 8. 26	Anodenbatterie
432 215	21g/10	3. 8. 26	Kondensatorpreßklammer
432 221	21g/30	27. 7. 26	Bodenuntersuchung mit Hochfrequenz
*432 270	21a4/8	31. 7. 26	Röhrensender
432 278	21g/10	9. 8. 26	Drehkondensator mit Feineinstellung
432 364	21a4/15	4. 8. 26	Modulation von Röhrensendern
432 365	21a4/58	4. 8. 26	Telephonieröhrensender (Zusatz zu 360 575)
*432 385	21a4/14	4. 8. 26	Telephoniesender
432 386	21a4/66	31. 7. 26	Korbantenne
432 479	21a2/18	9. 8. 26	Telephonrelais
432 481	21g/13	6. 8. 26	Verringerung des Wechselstromtones bei Röhren
*432 497	21a4/22	9. 8. 26	Störbefreiung
*432 568	21a4/9	6. 8. 26	Kurzwellensender
*432 569	21a4/9	9. 8. 26	Kurzwellen-Röhrensender
*432 570	21a4/66	13. 8. 26	Kurzwellen-Raumstrahlantenne
*432 680	21a4/1	16. 8. 26	Störwellenbeseitigung beim Sender
432 681	21a4/6	13. 8. 26	Isolation bei Frequenztransformatoren und Drosseln
432 742	21c/22	13. 8. 26	Klemme für Steckkontakte
432 743	21c/22	24. 8. 26	Doppelpolige Stecker
432 814	21f/34	14. 8. 26	Herstellung des Wolframfadens f. Röhren
*432 876	21f/32	16. 8. 26	Herstellung feiner Wolframfäden für Röhren
432 880	21f/40	16. 8. 26	Restengasung von Röhren
432 939	21a2/25	17. 8. 26	Kopfhörermuschel
433 022	21c/22	19. 8. 26	Steckerstift mit Federbügel
433 269	21a4/29	27. 8. 26	Röhrenempfänger
433 270	21a4/29	25. 8. 26	Röhrenempfänger mit Rahmenantenne
433 282	21a2/25	26. 8. 26	Lautsprecher
433 284	21a4/6		
433 285	21a4/7	26. 8. 26	Schwingungserzeugung mit polar. Relais
*433 286	21a4/14	27. 8. 26	Modulation mit zwei Röhrensendern
*433 287	21a4/46	27. 8. 26	Richtsender mit Mehrfachantennen
433 288	21a4/46	26. 8. 26	Richtsenden u. -empfang m. Erdantennen
433 332	74b/8		Fernanzeige mittels Hochfrequenzströmen
*433 360	21a4/8	31. 8. 26	Rückkopplungsfreier Röhrensender
*433 361	21a4/46	26. 8. 26	Schleifenantenne
433 418	21a4/38	31. 8. 26	Detektor-Kontakteinrichtung
433 419	21a4/70	2. 9. 26	Skalenzeiger
433 427	21e/11	31. 8. 26	Oszillographische Aufnahme höchster Frequenzen
433 428	21g/24	30. 8. 26	Speisung von Diathermieapparaten mit Hochfrequenz

Anmerkung. Die mit * bezeichneten Patente sind oder werden noch ausführlich referiert.

Mitteilungen an die Schriftleitung.

Bemerkung zu der Mitteilung von B. van der Pol „Über den Einfluß der Dämpfungen auf die Frequenz zweier gekoppelter Kreise".

Von K. Heegner.

Die auf Seite 12 dieses Bandes vorhandene Notiz von B. van der Pol veranlaßt mich, meine vor drei Jahren in der Zeitschrift für Physik, Bd. 19, S. 246, 1923, erschienene Abhandlung in Erinnerung zu bringen (im Jahrbuch nicht referiert). Zunächst sei hiervon S. 261 reproduziert.

„d) Herleitung der Theorie gekoppelter Kreise nach der Methode der Abbildung. Zur Erledigung der zweiten Aufgabe schließe ich mich der Untersuchung M. Wiens über gekoppelte Kreise an [1]). Die Methode der Abbildung ist nur auf die erste Annäherung anwendbar. Daher können „die natürlichen Schwingungszahlen k" mit „den wahren Schwingungszahlen"

$$\gamma = \sqrt{k^2 - h^2} \tag{1}$$

verwechselt werden, und wir schreiben die allgemeine Gleichung der gekoppelten Systeme in der Form:

$$\begin{aligned}(n^2 + 2h_1 n + \gamma_1^2)(n^2 + 2h_2 n + \gamma_2^2) \\ = (\varrho_{12} n^2 + \sigma_{12}\gamma_1 n + \tau_{12}\gamma_1^2)(\varrho_{21} n^2 + \sigma_{21}\gamma_2 n + \tau_{21}\gamma_2^2).\end{aligned} \tag{2}$$

Ähnlich wie in a), (7) und (12) setzen wir:

$$n^2 + 2h_1 n + \gamma_1^2 = i\gamma_1 w \qquad i = \sqrt{-1} \tag{3}$$

und finden

$$n = -h_1 + i\gamma_1 + \frac{1}{2} w. \tag{4}$$

Ferner setzen wir

$$n^2 + 2h_2 n + \gamma_2^2 = i\gamma_1 (w - 2z). \tag{5}$$

Die Subtraktion von (3) liefert

$$2(h_1 - h_2) n + (\gamma_1 - \gamma_2)(\gamma_1 + \gamma_2) = 2i\gamma_1 z. \tag{6}$$

Indem nur die Umgebung der Resonanz betrachtet wird, setzt M. Wien $\gamma_1 + \varepsilon$ für γ_2, und es ist ε klein gegen γ_1. Die erste Annäherung gestattet nunmehr in (6) $i\gamma_1$ für n zu setzen, und man erhält:

$$z = h_1 - h_2 + i\varepsilon. \tag{7}$$

Durch diese Gleichung werden die Größen h_2 und ε zu einer komplexen Größe z zusammengefaßt. z wird bei Resonanz reell und fällt rein imaginär aus, sobald beide Kreise dieselbe Dämpfung besitzen.

Ferner wird angenommen, daß die Kopplungskoeffizienten klein gegen 1 sind, so daß in (2) für die rechte Seite eine komplexe Größe $t^2\gamma_1^4$ gesetzt werden kann. t^2 berechnet sich zu

$$t^2 = (-\varrho_{12} + i\sigma_{12} + t_{12})(-\varrho_{21} + i\sigma_{21} + t_{21}). \tag{8}$$

Für den Fall, daß

$$\varrho_{12} = \varrho_{21}, \quad \sigma_{12} = \sigma_{21}, \quad t_{12} = t_{21},$$

wird t reell, wenn nur Kraft- oder Beschleunigungskopplung vorliegt, hingegen rein imaginär, wenn nur Widerstandskopplung vorhanden ist. (3), (5), (8) in (2) eingesetzt, ergibt

$$\begin{aligned} w(w - 2z) + t^2\gamma_1^2 = 0, \\ 2z = w + \frac{t^2\gamma_1^2}{w}. \end{aligned} \tag{9}$$

Jedem Wert von z entsprechen zwei Werte von w, und diese in (4) eingesetzt, ergeben Dämpfung und Frequenz der beiden Kopplungsschwingungen. Wir schreiben das Resultat noch explizite hin, um es mit dem Ergebnis Wiens vergleichen zu können.

$$\left.\begin{aligned} n = -\frac{1}{2}(h_1 + h_2) + i\left(\gamma_1 + \frac{\varepsilon}{2}\right) \\ + \frac{1}{2}\sqrt{(h_1 - h_2 + i\varepsilon)^2 - t^2\gamma_1^2}. \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

Der von Wien für die Kraftkopplung hergeleitete Ausdruck unterscheidet sich von diesem durch den Zusatz

$$-i\frac{t^2\gamma_1}{8},$$

und somit müßte auch die zweite Annäherung eine konforme Abbildung darstellen. Da dies nicht möglich sein konnte, prüfte ich die Rechnung nach und fand, daß unter der Wurzel $t^2\gamma_1(\gamma_1 + \varepsilon)$ statt $t^2\gamma_1^2$ zu setzen ist. Der Grad der Näherung ist auf die zu berechnenden Größen γ und δ zu beziehen und nicht auf die Koeffizienten der Gleichungen. In diesem Sinne ist auch die Bemerkung Wiens, daß die Beschleunigungskopplung auf die Kraftkopplung durch die auf S. 177 angegebenen Substitutionen zurückgeführt wird, nicht richtig. In der ersten Annäherung sind indessen beide Kopplungsarten identisch."

Die weitere Diskussion knüpft an die durch (9) gegebene konforme Abbildung an. Diese Formulierung bildet nun freilich gerade den Kern der Sache, und es werden von dieser Entwicklung eine Reihe bedeutsamer Anwendungen gemacht. Zunächst leite ich die von mir gegebenen Resultate der linearen Theorie gekoppelter Kreise bei primärer Rückkopplung (Archiv für Elektrotechnik 9, 127, 1920) nochmals her. Vermittels einer linear gebrochenen Substitution komplexen Argumentes gelange ich zur linearen Theorie des phasenverschobenen Röhrengenerators. Die Ergebnisse werden in Beziehung gesetzt zu den sehr merkwürdigen und vielgestaltigen Schwebungserscheinungen, welche an einer solchen Anordnung beobachtet werden. Aber mehr als das. In einer folgenden Abhandlung in der Zeitschrift für Physik, Bd. 24, 366, 1924, dehne ich das Prinzip ganz allgemein auf beliebig viele nahezu abgestimmte Kreise aus. Ich gebe unter anderem bei drei Kreisen im Symmetriefall bei primärer Rückkopplung die theoretisch möglichen Kriterien vollständig an.

Aus der Beschäftigung mit solchen Aufgaben ist der Gedanke hervorgegangen. Herr van der Pol jr. war indessen die zitierte Abhandlung bekannt.

(Eingegangen am 20. 8. 1926.)

[1]) Wied. Ann. 61, S. 151, 1897.

Erwiderung zu vorstehender Bemerkung.

Ich bedauere, daß beim Niederschreiben meiner Notiz die zitierten Auseinandersetzungen des Herrn Heegner mir entgangen waren.

Die Absicht meiner Abhandlung war indessen, wie auch ausdrücklich darin erwähnt ist, möglichst einfach die Erscheinungen in der Nähe der Resonanz bei gekoppelten Schwingungskreisen abzuleiten und zu diskutieren. Dabei entwickelte ich eine in bezug auf beide Kreise symmetrische Methode, und es ergab sich die Möglichkeit einer Frequenzkorrektion durch die Dämpfungen um eine Ordnung größer als bei ungekoppelten Kreisen der Fall ist, was durch mehrere Figuren illustriert wird. Ich glaube deshalb, daß meine Abhandlung nicht überflüssig war.

Balth. van der Pol jr.

(Eingegangen am 3. 9. 1926.)



Band 28 November 1926 Heft 5

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf **v. Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. **A. Esau** (Jena), Prof. Dr. **H. Faßbender** (Berlin), Dr. **L. de Forest** (New-York), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Berlin), Dr. Dr. ing. e. h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Dr. **E. Nesper** (Berlin), Dr. **B. van der Pol jr.** (Eindhoven), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **W. Schottky** (Rostock), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. **M. Wien** (Jena), Prof. Dr. **H. Wigge** (Cöthen-Anh.),

herausgegeben von

Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. **E. Mauz**



BERLIN W

Verlag von M. Krayn

1926.



Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftl. Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikal. Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Über die Ionisation der Atmosphäre und ihren Einfluß auf die Ausbreitung der kurzen elektrischen Wellen der drahtlosen Telegraphie.

Von **Hans Lassen**, Köln.

(Fortsetzung.*)

II. Einwirkung der Ionen der Atmosphäre auf die Fortpflanzung der kurzen elektrischen Wellen.

Bewegt sich eine elektromagnetische Welle in einem homogenen ionisierten Gas, so führen die Ionen Schwingungen aus und geben so einen Beitrag zum elektrischen Strom. Die erste Maxwellsche Gleichung schreiben wir unter diesen Umständen in der Form:

$$c \operatorname{rot} \mathfrak{H} = \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} + 4\pi e \Sigma \mathfrak{v}, \tag{7}$$

wobei $\Sigma \mathfrak{v}$ die Summe aller Feldgeschwindigkeiten in der Volumeneinheit bedeutet. (Von den Bewegungen der Ionen infolge der Wärmebewegung können wir annehmen, da sie sich im Mittel aufheben.) Wir müssen jetzt $\Sigma \mathfrak{v}$ berechnen. Eine solche Berechnung ist bereits von Salpeter[13]) ausgeführt worden, jedoch soll sie hier in einer viel einfacheren und leichter zu diskutierenden komplexen Form gegeben werden.

Wir fassen irgendein Ion ins Auge. Das Ion habe zur Zeit $t = t_0$ seinen letzten Zusammenstoß gehabt, kann sich aber im übrigen unter dem Einfluß des Feldes frei bewegen. Ferner nehmen wir an, daß es bei dem Zusammenstoß seine Geschwindigkeit in Richtung des Feldes ganz verloren hat. Unter diesen Annahmen erhalten wir durch einmalige Integration der Bewegungsgleichung:

$$m \ddot{x} = e \mathfrak{E} = e A e^{i \nu t}, \tag{8}$$

wo m die Masse, e die Ladung des Ions bedeuten, für die Geschwindigkeit des Ions in Richtung des Feldes:

$$\dot{x} = -\frac{e i}{m \nu} A \left(e^{i \nu t} - e^{i \nu t_0}\right). \tag{9}$$

Wir nehmen nun an, daß die Anzahl der Zusammenstöße pro Sekunde eines Ions mit anderen Molekülen dieselbe ist bei Anwesenheit des elektrischen Feldes wie ohne dieses. Diese Bedingung ist, wie sich leicht nachweisen läßt, in dem betrachteten Wellenbereich überall erfüllt. Dann können wir ohne weiteres die bekannten Formeln der kinetischen Gastheorie anwenden. In der Zeit dt finden pro Volumeneinheit $N S dt$ Zusammenstöße statt, wenn S die Stoßzahl bedeutet. Die Zahl der Ionen, die während der Zeit dt bis $t + dt$ zusammenstoßen, den Zeitraum $t' = t - t_0$ aber gerade frei durchlaufen haben, ist:

$$(N S dt)\, S e^{-S t'} dt'$$

Jedes Ion verliert beim Zusammenstoß seine Geschwindigkeit:

$$\dot{x} = -\frac{e i}{m \nu} A \left(e^{i \nu t} - e^{i \nu (t - t')}\right)$$

Die Summe der Geschwindigkeiten aller zur Zeit t zusammenstoßenden Ionen ist also:

$$\sum_{dt} \mathfrak{v} = N S^2 dt \int_0^\infty \dot{x}\, e^{-S t'} dt'$$

$$= N \frac{e}{m} \frac{S}{S + i \nu} \mathfrak{E}\, dt \tag{10}$$

*) 1. Teil ds. Jahrbuch 28, S. 109, 1926, Heft 4.
[13]) Phys. Zeitschr. 14, S. 201, 1913.



$-\frac{\Sigma \mathfrak{v}}{dt}$ ist also die Geschwindigkeitsänderung pro Volumeneinheit während der Zeit dt infolge der Zusammenstöße. Würden keine Zusammenstöße erfolgen, so wäre die Geschwindigkeitsänderung nach Gleichung (8):

$$N\, e/m\, \mathfrak{E}\, dt$$

Die resultierende Geschwindigkeitsänderung während der Zeit dt ist also:

$$d\,\Sigma \mathfrak{v} = N\, e/m\, \mathfrak{E}\, dt \left(1 - \frac{S}{S + i\nu}\right)$$

$$= N\, e/m\, \mathfrak{E}\, dt\, \frac{i\nu}{S + i\nu}$$

Durch Integration ergibt sich:

$$\Sigma \mathfrak{v} = N\, e/m\, \mathfrak{E}\, \frac{1}{S + i\nu}$$

Diesen Wert setzen wir in Gleichung (7) ein und erhalten:

$$c \operatorname{rot} \mathfrak{H} = \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} + 4\pi e N\, e/m\, \mathfrak{E}\, \frac{1}{S + i\nu}$$

oder, indem wir die periodische Lösung $\mathfrak{E} = A e^{i\nu t}$ einführen und ausdifferenzieren:

$$c \operatorname{rot} \mathfrak{H} = i\nu \mathfrak{E} + 4\pi N e^2/m \frac{\mathfrak{E}}{S + i\nu}$$

$$= i\nu \mathfrak{E} \left(1 - \frac{4\pi N e^2/m}{\nu^2 \left(1 - i\frac{S}{\nu}\right)}\right)$$

Den Klammerausdruck bezeichnet man allgemein als die komplexe Dielektrizitätskonstante ε, und es gilt die Maxwellsche Beziehung:

$$n^2 = \varepsilon = 1 - \frac{4\pi N e^2/m}{\nu^2 \left(1 - i\frac{S}{\nu}\right)}, \tag{11}$$

wo n den komplexen Brechungsindex bedeutet. Das komplexe Glied dieses Ausdruckes bedeutet, daß die Fortpflanzung der elektromagnetischen Welle innerhalb des ionisierten Gases mit Absorption verbunden ist. Das Ion bewegt sich so, als stände es im Mittel unter dem Einfluß einer der Geschwindigkeit proportionalen Reibungskraft $f = m\, S$. Die Stoßzahlen S lassen sich nun mit Hilfe von Tabelle I oder Ia nach den Gesetzen der kinetischen Gastheorie für jede Höhe berechnen. Oberhalb 80 km Höhe ist infolge der großen Verdünnung des Gases S verhältnismäßig klein, so daß für den hier betrachteten Wellenbereich $\frac{S}{\nu}$ klein gegen 1 (auf jeden Fall kleiner als $^1/_{100}$) wird. Wir können deshalb das komplexe Glied im Nenner vernachlässigen und erhalten einen reellen Brechungsindex:

$$n^2 = \varepsilon = 1 - 4\pi N \frac{e^2/m}{\nu^2} \tag{12}$$

Zu derselben Formel kommt man bekanntlich, wenn man von vornherein die Zusammenstöße vernachlässigt, also so tut, als sei keine Reibungskraft vorhanden und das Ion vollkommen frei beweglich. In der Tat ergibt die nähere Berechnung unter den vorliegenden Verhältnissen, daß das Ion unter Einwirkung des elektrischen Feldes der Welle viele Schwingungen ausführen kann, bis es wieder mit einem Molekül zusammenstößt. Die mittlere freie Weglänge eines Moleküls ist unter Annahme eines Wasserstoffgehaltes nach Wegener (Tabelle I) von der Größenordnung 1 cm, unter Annahme eines Wasserstoffgehaltes nach Jeans beträgt sie aber bereits einige Dezimeter.

Das Resultat unserer bisherigen Betrachtungen ist kurz folgendes: Die Atmosphäre besitzt infolge ihres Ionengehaltes für die kurzen Wellen der drahtlosen Telegraphie einen reellen Brechungsindex nach Gleichung (12). Bei geringer Abweichung von 1 ist:

$$n = 1 - 2\pi \frac{N e^2/m}{\nu^2} = 1 - N \frac{e^2/m}{2\pi c^2} \lambda^2 \tag{13}$$

d. h. die Abweichung des Brechungsindex ist dem Quadrat der Wellenlänge proportional. Das ist etwa bei Wellen unterhalb 50 m Wellenlänge der Fall, bei längeren Wellen aber nicht mehr. Für eine bestimmte Wellenlänge ist n nur noch von der Zahl N der Ionen und ihrer Masse m abhängig. N haben wir angenähert als eine Funktion allein von der Höhe über dem Erdboden anzusehen. Die Orte gleicher Brechungsindizes bilden also konzentrische Kugeln um die Erdoberfläche. N ändert sich mit der Höhe entsprechend Tabelle II. Der Brechungsindex n nimmt nach oben hin ab und erreicht seinen kleinsten Wert in etwa 112 km Höhe. Weiter nach oben hin nimmt n allmählich wieder bis auf den Wert 1 zu. Nach unten hin hat die Heaviside-Schicht keine scharfe Grenze. Unterhalb von etwa 95 km Höhe ist aber die Ionisation nur noch gering. Nehmen wir z. B. an, daß dort etwa überall $N = 10^5$ sei, so können wir mit Hilfe von Gleichung (11) sehr leicht ausrechnen, daß die Abweichungen des Brechungsindex von 1 so gering sind, daß wir sie vernachlässigen können. Dazu ist zu bemerken, daß wir hier mit größeren als molekularen Trägern zu rechnen haben, in den großen Höhen wegen der Nebelkernbildung (vgl. Lenard l. c.), in der Nähe der Erdoberfläche außerdem durch Staub und andere Verunreinigungen, so daß für m ein größerer Wert einzusetzen ist. An der Erdoberfläche werden Ionenbeweglichkeiten gemessen, die mehr als tausendfach kleiner sind, als einem Träger von molekularer Größe entspricht. Wir können also annehmen, daß die kurzen Wellen die Atmosphäre unterhalb der Heaviside-Schicht ohne wesentliche Brechung oder Dämpfung passieren. Wir wollen deshalb auch im folgenden 95 km Höhe als die „untere Grenze" der Heaviside-Schicht annehmen, indem wir unterhalb dieser Höhe überall $n = 1$ setzen. Wir meinen damit dann, daß hier das Gebiet besonders starker Ionisation anfängt, welches wir bezüglich der Ausbreitung der kurzen Wellen als hauptsächlich wirksam anzusehen haben.

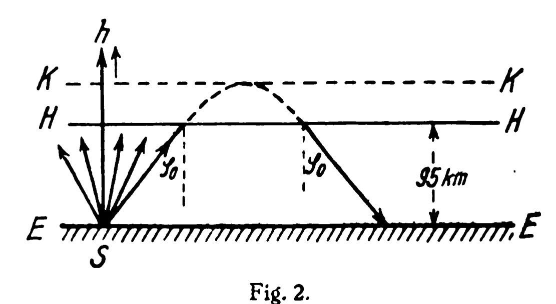


Fig. 2.

HH = Untere Grenze der Heaviside-Schicht.
KK = Kritische Ebene.

Um nun bezüglich der Ausbreitung der kurzen Wellen zu einem Ergebnis zu kommen, wollen wir eine Betrachtungsweise anwenden, wie sie in der geometrischen Optik üblich ist. Wir betrachten die vom Sender ausgehende Welle als ein Bündel von Strahlen und nehmen an, daß jeder Strahl sich als solcher nach den Gesetzen der geometrischen Optik fortpflanzt. Der Einfachheit halber denken wir uns statt der Erdkugel zunächst eine unendlich ausgedehnte Ebene EE (Fig. 2). Parallel dazu befindet sich die Heaviside-Schicht

mit der „unteren Grenze“ HH. Zwischen Erde und Heaviside-Schicht ist der Brechungsindex konstant gleich 1, dort pflanzt sich die Strahlung überall geradlinig fort. Die Fortpflanzung einer elektromagnetischen Welle innerhalb eines inhomogenen Mediums ist von R. Gans [14]) für den Fall behandelt worden, daß der Brechungsindex eine Funktion nur einer Koordinate und seine Änderung auf der Strecke einer Wellenlänge klein ist. Diese Voraussetzungen treffen hier zu, so daß wir die Resultate ohne weiteres übertragen können. Wir nehmen zunächst einmal an, daß die Fortpflanzungsrichtung der Wellennormalen innerhalb der Heaviside-Schicht das Snelliussche Brechungsgesetz:

$$n \sin \varphi = \text{const}$$

befolgt. φ bedeutet hierin den Winkel, den die Fortpflanzungsrichtung mit h einschließt (s. Fig. 2). Da der Brechungsindex mit der Höhe stetig abnimmt, so wird der Strahl stetig vom Einfallslot weggebrochen und wird bei genügend starker Krümmung schließlich parallel zur Schichtung. Das sei in der Ebene KK der Fall. Gans hat gezeigt, daß dieser Fall, daß die Strahlung parallel zur Schichtung verläuft, in Wirklichkeit niemals eintritt. In der Nähe der Ebene KK, die Gans als „kritische“ Ebene bezeichnet, befolgt der Strahl nicht mehr das Brechungsgesetz. In der kritischen Ebene, das ist also die Ebene, in welcher nach dem Brechungsgesetz die Inzidenz streifend würde, tritt Totalreflektion ein, die Strahlenkurve bekommt hier einen Knick. Der reflektierte Strahl verläuft genau symmetrisch zum einfallenden. die gestrichelte Linie in Fig. 3 stellt den Strahlengang nach

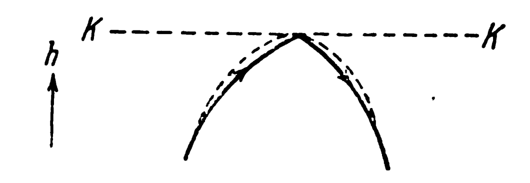


Fig. 3.

– – – Strahlengang nach dem Brechungsgesetz.
——— Wirklicher Strahlengang.

dem Brechungsgesetz dar. Die Abweichungen treten nur in der Nähe der kritischen Ebene auf und sind verhältnismäßig gering, so daß wir keinen großen Fehler begehen, wenn wir das Brechungsgesetz überall als gültig annehmen. Ein unter beliebigem Winkel in die Heaviside-Schicht einfallender Strahl tritt genau symmetrisch unter demselben Winkel wieder aus. An dieser Stelle sei bemerkt, daß nach Gans außer der oben besprochenen Totalreflexion bei der Fortpflanzung innerhalb des inhomogenen Mediums keine merkliche Reflexion irgendwelcher Art eintritt, eine Tatsache, auf die bereits H. Seeliger hingewiesen hat [15]).

Wir denken uns jetzt einen Strahl unter dem Winkel φ_0 in die Heaviside-Schicht einfallen. Das Brechungsgesetz können wir dann in folgender Form schreiben:

$$n \sin \varphi = \sin \varphi_0.$$

Dieser Strahl kehrt dann und nur dann wieder auf die Erde zurück, wenn für ihn innerhalb der Schicht eine „kritische“ Ebene existiert. Die Bedingung hierfür ist:

$$\varphi = 90^0 \quad \text{oder} \quad \sin \varphi = 1,$$

das heißt

$$n = \sin \varphi_0$$

oder mit Hilfe von Gleichung (13):

$$N = \frac{(1 - \sin \varphi_0)\, 2\pi c^2}{e^2} \frac{m}{\lambda^2} \tag{14}$$

Aus den Berechnungen des ersten Abschnittes ist uns der allgemeine Verlauf von N mit der Höhe bekannt, es fehlt uns aber an zuverlässigen absoluten Zahlenangaben. Wir helfen uns in folgender Weise: Aus Formel (13) geht hervor, daß die Abweichungen des Brechungsindex von 1 um so geringer ist, je kleiner die Wellenlänge. Das bedeutet aber, daß für immer kürzere Wellen bei gegebener Ionenzahl N die brechende Kraft der ionisierten Schicht immer geringer wird. Es muß also irgendeine Grenzwellenlänge existieren, unterhalb welcher eine Rückkehr zur Erde nicht mehr möglich ist. Diese Grenze liegt, wie die bisherige Erfahrung gezeigt hat, etwa kurz unterhalb 15 m Wellenlänge. Wir nehmen deshalb an, daß am Tage, wo die Ionisation auf jedem Fall am stärksten ist, eine Welle von 14 m Wellenlänge gerade noch zur Erde zurückgelangen kann, wenn sie unter möglichst großem Einfallswinkel in die Heaviside-Schicht einfällt. Aus dieser Bedingung ergibt sich sofort diejenige Ionenkonzentration N, die wir bei Tage an der Stelle stärkster Ionisation anzunehmen haben, und damit ist uns, da der Verlauf von N mit der Höhe bekannt ist, der absolute Wert von N auch in jeder anderen Höhe gegeben. Die folgenden Ableitungen beziehen sich weiterhin zunächst auf solche Verhältnisse, wie wir sie bei Tage anzunehmen haben. Die Veränderungen während der Nacht werden dann später besonders behandelt.

Der größtmögliche Einfallswinkel ist $\varphi_0 = 80^0$, er entspricht einem Strahl, der die Erdoberfläche tangential verläßt. Setze ich also in Gleichung (14) $\varphi_0 = 80^0$ und $\lambda = 14$ m, so erhalte ich die Zahl von Ionen, die an der Stelle stärkster Ionisation vorhanden sein muß, damit eine Welle von 14 m gerade noch zur Erde zurückgebrochen wird. Diese Zahl ist natürlich sehr verschieden, je nachdem, ob ich Wasserstoffionen oder Elektronen annehme (vgl. den Schluß von Abschnitt I). Für Wasserstoffionen ($m = 1{,}65 \cdot 10^{-24}$, $e = 4{,}8 \cdot 10^{-10}$ stat. Einh.) ergibt sich $N = 4 \cdot 10^8$ Ionen pro cm³. Für Elektronen ist m, also auch N, etwa 2000 fach kleiner, also etwa $2 \cdot 10^5$ Elektronen pro cm³.

Es besteht meines Wissens kein Grund, den einen oder den anderen Fall unbedingt auszuschließen. Nimmt man nun z. B. an, daß die negativen Träger fast ausschließlich freie Elektronen sind, was bei dem niedrigen Gasdruck nicht als ausgeschlossen erscheinen muß, so ist die ionisierende Wirkung des Sonnenlichts als außerordentlich gering anzunehmen, was unwahrscheinlich ist. Nehmen wir aber an, daß die freien Elektronen nur einen kleinen Bruchteil der gesamten negativen Träger ausmachen (der aber immer noch groß genug ist, um ihnen einen wesentlichen Teil der Wirkung auf die Wellen zuzuschreiben), so ist das nur möglich, wenn eine mehr oder weniger große Neigung zur Anlagerung vorhanden ist. In diesem Falle würden über Nacht, wo keine Elektronen neu gebildet werden, die Elektronen als solche infolge der Anlagerung an Moleküle bald verschwinden und so viel größere Unterschiede zwischen Tag und Nacht ergeben, als sie in Wirklichkeit beobachtet werden. Wir wollen deshalb die hauptsächliche Wirkung der ionisierten Schicht den Wasserstoffionen zuschreiben und unter dieser Annahme die folgenden Berechnungen durchführen. Wir kommen damit zu der Annahme, daß (am Tage) an der Stelle stärkster Ionisation etwa $4 \cdot 10^8$ Wasserstoffionen vorhanden sind, die Zahl der freien Elektronen aber kleiner ist als $2 \cdot 10^5$, so daß sie gegenüber den Wasserstoffionen nicht ins Gewicht fallen. Bezüglich der folgenden

[14]) Ann. 47, S. 709 ff., 1915.
[15]) Siehe Phys. Zeitschr. 5, S. 237, 1904.

Rechnungen und ihrer Ergebnisse ist es an und für sich gleichgültig, ob wir uns für Wasserstoffionen oder freie Elektronen entscheiden, da im Ausdruck für den Brechungsindex das Verhältnis $\frac{N}{m}$ in beiden Fällen dasselbe ist. (Nur bei der Berechnung der Dämpfung tritt ein Unterschied auf. Die Dämpfung erweist sich nämlich, wie wir weiter unten sehen werden, als der Stoßzahl direkt proportional. Diese ist aber für Elektronen etwa 10 mal größer als für Ionen.) Entsprechend den Bemerkungen am Schluß des ersten Abschnittes müssen wir dann ebenfalls etwa $4 \cdot 10^8$ positive Stickstoffionen annehmen. Da die Abweichung des Brechungsindex von 1 (vgl. z. B. Formel 13) umgekehrt proportional mit der Masse der beteiligten Ionen geht, so können wir die viel schwereren Stickstoffionen neben den Wasserstoffionen fortlassen. Die Zahl der wirksamen Wasserstoffionen ist deshalb auch gleichbedeutend mit der Zahl der Trägerpaare, so daß wir an der Stelle stärkster Ionisation etwa auch $4 \cdot 10^8$ Trägerpaare anzunehmen haben. Dieses Resultat war im ersten Abschnitt schon vorweggenommen, und die entsprechenden Werte von N und n_0 für verschiedene Höhen berechnet. (Tabelle II.) Für n_0 gelten entsprechend den Ausführungen im ersten Abschnitt die unter $\alpha = 2{,}2 \cdot 10^{-13}$ angegebenen Werte. Der Verlauf von N mit der Höhe ist ebenfalls durch Kurve I in Fig. 8 dargestellt.

Bisher haben wir unberücksichtigt gelassen, daß der Strahl außerdem auch noch die Krümmung der Erde überwinden muß. Die Bedingung dafür, daß ein Strahl, wenn er einmal parallel zur Erdoberfläche ist, auch weiterhin parallel zur Erdoberfläche verläuft, ist:

$$-\frac{d}{dr}(\log n) = \frac{1}{R}$$

wo r den Abstand vom Erdmittelpunkt, R den Erdradius bedeuten. Diese Formel läßt sich ohne weiteres rein geometrisch ableiten, und besagt weiter nichts, als daß sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der Welle in zwei benachbarten Höhen verhalten wie die Abstände vom Mittelpunkt der Erde. (In dieser Formel ist die Höhe der Heaviside-Schicht neben dem Erdradius vernachlässigt.)

Mit Hilfe von Gleichung (13) folgt hieraus:

$$\Delta N = \frac{1}{R} \frac{2\pi c^2}{e^2/m} \lambda^2 \cdot \Delta r$$

Ich setze jetzt $\Delta r = 10^5$ cm, und erhalte dann die Zunahme der Ionenkonzentration je Kilometer Höhe, die erforderlich ist, damit ein Wellenstrahl parallel zur Erdoberfläche bleibt. Diese Zahl ist in Tabelle III für Wasserstoffionen (ΔN_H) und der Vollständigkeit auch für freie Elektronen (ΔN_E) eingetragen.

Tabelle III.

$\lambda_{(m)}$	ΔN_H	ΔN_E
20	$1{,}6 \cdot 10^6$	$8{,}7 \cdot 10^2$
50	$2{,}6 \cdot 10^5$	$1{,}4 \cdot 10^2$
100	$6{,}4 \cdot 10^4$	35

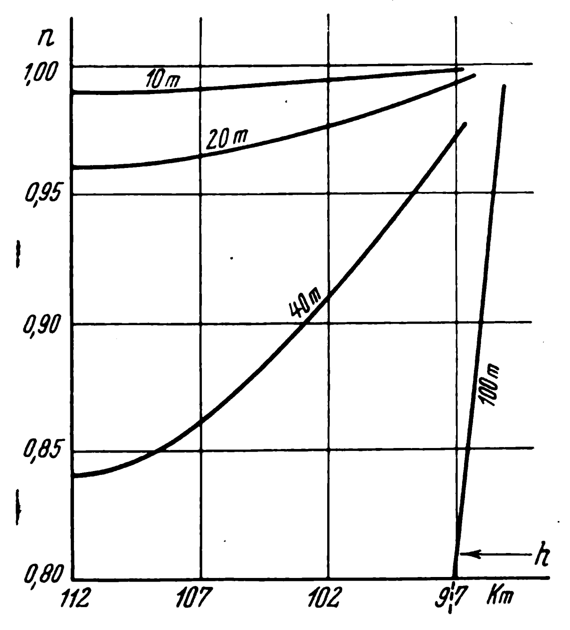


Fig. 4a.

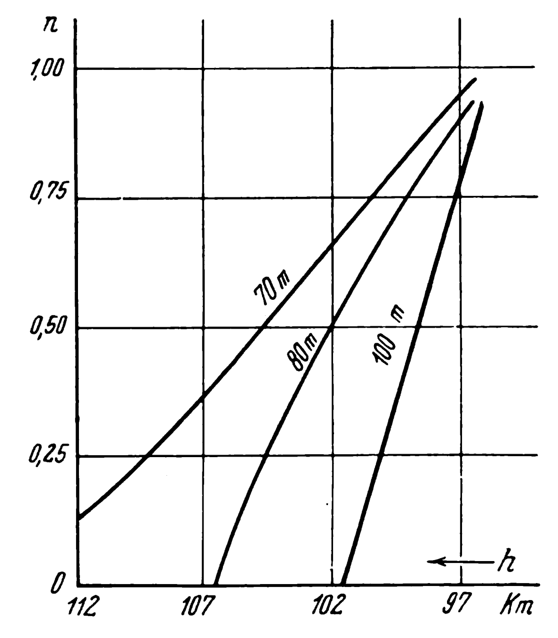


Fig. 4b.

Abhängigkeit des Brechungsindex n von der Höhe, für verschiedene Wellenlängen.

Es folgt nun hieraus, daß, wenn wir die Krümmung der Erde berücksichtigen, und verlangen, daß die 14 m Welle unter den oben genannten Bedingungen auch dann noch zur Erde zurückgebrochen wird, die Ionenkonzentrationen etwas höher annehmen müssen, als das oben geschehen ist. Der Unterschied ist aber so gering, daß wir innerhalb der hier möglichen Genauigkeit keinen Fehler begehen, wenn wir hierauf keine Rücksicht nehmen.

Mit Hilfe von Gleichung (13) können wir nunmehr den Brechungsindex für verschiedene Höhen und Wellenlängen berechnen. Indem wir $m = 1{,}65 \cdot 10^{-24}$ setzen, ergibt sich:

$$n = 1 - 2{,}5 \cdot 10^{-17} N \lambda^2.$$

Diese Berechnung ist für $\lambda = 10, 20, 40, 70, 80, 100$ m ausgeführt und ergibt die Kurven von Fig. 4. Bei den Wellenlängen über 50 m ist die Voraussetzung, daß die Abweichung des Brechungsindex von 1 klein sei gegen 1, nicht mehr erfüllt, und wir müssen zur Berechnung von n auf Gleichung (12) zurückgreifen. Aus diesen Kurven geht die starke Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge recht deutlich hervor. Bei den Wellenlängen über 70 m wird in einer bestimmten Höhe der Brechungsindex Null, und ist weiter nach oben klomplex. Wir kommen später hierauf zurück.



Fortpflanzung innerhalb der Heaviside-Schicht.

Wir nehmen wieder die Heaviside-Schicht als eben an und legen die x-Richtung parallel zur Schichtung, also auch zur Erdoberfläche, die z-Richtung senkrecht dazu. Dann gilt (s. Fig. 5)

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{dx}{dz} = \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} = \frac{\sin \varphi}{\sqrt{1 - \sin^2 \varphi}}.$$

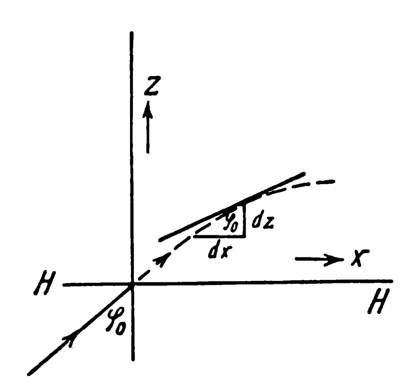


Fig. 5.

Aus dem Brechungsgesetz folgt:

$$\sin \varphi = \frac{\sin \varphi_0}{n};$$

also ist:

$$\frac{dx}{dz} = \frac{\sin \varphi_0}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi_0}}$$

oder:

$$x = \sin \varphi_0 \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi_0}}$$

Damit wir das Integral auswerten können, muß uns n als Funktion der Höhe z gegeben sein. Setzen wir in 95 km Höhe $z = o$, so läßt sich der Verlauf des Brechungsindex mit der Höhe innerhalb der Heaviside-Schicht recht genau darstellen durch:

$$n^2 = 1 - a\lambda^2 \left(z - \frac{z^2}{34}\right) \qquad (z \text{ in km})$$

wo $a = 2{,}3 \cdot 10^{-9}$ zu setzen ist. Setzt man diesen Wert in die letzte Gleichung ein, so erhält man durch eine einfache Berechnung sehr leicht die Länge r_1 des Weges, den die Welle innerhalb der Schicht, bis zu ihrem Wiederaustritt, parallel zur Erdoberfläche, also parallel x zurücklegt, zu:

$$r_1 = \frac{5{,}83 \sin \varphi_0}{\lambda \sqrt{a}} \log \frac{1 + \frac{\cos \varphi_0}{2{,}92 \sqrt{a}\,\lambda}}{1 - \frac{\cos \varphi_0}{2{,}92 \sqrt{a}\,\lambda}} \quad (\text{km}) \qquad (15)$$

Aus dieser Formel geht ohne weiteres hervor, daß ein Strahl beliebig lange Wege innerhalb der Heaviside-Schicht zurücklegt, wenn der Wert von $\frac{\cos \varphi_0}{2{,}92 \sqrt{a}\,\lambda}$ immer näher an 1 heranrückt. r_1 wird unendlich groß für

$$\frac{\cos \varphi_0}{2{,}92 \sqrt{a}\,\lambda} - 1 = 0$$

In diesem Fall kehrt der Strahl überhaupt nicht mehr aus der Heaviside-Schicht auf die Erde zurück. Dann ist:

$$\cos \varphi_0 = 2{,}92 \sqrt{a}\,\lambda = 1{,}4 \cdot 10^{-4}\,\lambda.$$

Für $\lambda = 1{,}4 \cdot 10^3$ cm erhalten wir $\varphi_0 = 79^\circ$, in Übereinstimmung mit unserer Annahme, daß eine Welle gerade noch zurückgebrochen wird, wenn sie unter 80° in die Heaviside-Schicht einfällt, bei kleineren Einfallswinkeln aber nicht mehr. In Tabelle IV sind die entsprechenden Grenzwinkel φ_0^* für einige Wellenlängen angegeben. Nun bezieht sich zwar unsere Rechnung auf den Fall, daß Erde und Heaviside-Schicht eben sind, wir können aber aus ganz ähnlichen Überlegungen wie oben, wo wir bei der Bestimmung des absoluten Wertes der Ionenkonzentration die Krümmung der Erde vernachlässigen konnten, hier umgekehrt diese Werte auch dann als annähernd richtig annehmen, wenn wir die Krümmung der Erde berücksichtigen. Daneben sind unter φ_0' diejenigen Winkel angegeben, die der betreffende Strahl beim Verlassen des Senders mit der Erdoberfläche einschließt. Es gelangen also nur solche Strahlen wieder aus der Atmosphäre auf die Erde zurück, die einen kleineren Winkel als φ_0' mit der Erdoberfläche einschließen. Die Werte für φ_0' können natürlich keine allzu große Genauigkeit beanspruchen, jedoch sieht man, daß φ_0' mit abnehmender Wellenlänge rasch abnimmt. Das bedeutet aber, daß bei ganz kurzen Wellen die für die Fernübertragung in Frage kommenden Strahlen vom Sender ausgehend zunächst einen verhältnismäßig langen Weg in der Nähe der Erdoberfläche zurücklegen. Nun erleiden aber gerade diese kurzen Wellen an der Erdoberfläche eine starke Absorption. Man könnte sich deshalb bei diesen Wellen, sagen wir etwa solchen in der Nähe von 20 m, einen gewissen Erfolg davon versprechen, den Sender gegenüber der näheren und weiteren Umgebung erhöht aufzustellen, wobei diese Erhöhung wohl ein bedeutendes Vielfaches der Wellenlänge betragen müßte. Auch in anderer Weise ist der Winkel φ_0' von besonderem Interesse. Soviel ich weiß, hat man Versuche unternommen, durch Konzentrieren der Strahlung in eine ganz bestimmte zur Erdoberfläche geneigte Richtung eine Verbesserung zu erzielen. Diese Richtung müßte also um so weniger zur Erdoberfläche geneigt sein, je kürzer die Wellenlänge, und bei Wellen unterhalb 20 m bereits recht flach verlaufen. Irgendwelche praktischen Ergebnisse in dieser Richtung sind mir nicht bekannt.

Tabelle IV.

λ_m	φ_0^*	φ_0'
14	80°	0°
20	73°	13°
30	65°	22°
40	56°	32°
60	33°	56°
70	11°	79°
80	—	—

Aus diesen Betrachtungen ergibt sich gleichzeitig, daß die besonderen Ausstrahlungsverhältnisse der Sendeantenne eine bedeutende Rolle spielen. Esau (l. c.) zeigt z. B. ein Strahlungsdiagramm, wo in einem besonderen Fall fast die gesamte Energie in den Winkelraum zwischen 20° und 50°, von der Erdoberfläche aus gerechnet, ausgestrahlt wird. Eine Verschiedenheit in dieser Beziehung kann die Ursache sein, daß eine bestimmte Welle nicht geht, während an und für sich eine Übertragung möglich wäre. Dieser Umstand ist vor allen Dingen bei der Beurteilung der praktischen Empfangsmessungen mit zu berücksichtigen.

Indem wir zur Tabelle IV zurückkehren, sehen wir, daß bei Wellenlängen über 70 m ein solcher Grenzwinkel überhaupt nicht mehr existiert.

Für diese Wellen besteht also keine Möglichkeit mehr, innerhalb der Heaviside-Schicht unendlich lange Wege

zurückzulegen. Das bedeutet aber praktisch, daß diese Wellen, also etwa Wellen oberhalb 70 m Wellenlänge, für eine Fernübertragung bei Tage nicht mehr in Frage kommen. Diesen Umstand wollen wir uns auf andere Weise anschaulich klar machen. Zu diesem Zweck seien zunächst einige allgemeine Bemerkungen über den Strahlengang vorausgeschickt.

Strahlengang.

Gleichung (15) gestattet uns, den Weg zu berechnen, den ein Strahl innerhalb der Heaviside-Schicht zurücklegt. So lange $\frac{\cos\varphi_0}{2{,}92\sqrt{a}\lambda}$ klein ist gegen 1, ist dieser Weg nicht besonders groß, je nach der Wellenlänge etwas größer oder kleiner als 100 km. Infolgedessen brauchen wir auch die Krümmung der Erde nicht berücksichtigen. Der größte Teil des Weges wird zwischen Erde und Heaviside-Schicht zurückgelegt. Dieser Teil des Weges ist aber um so kleiner, je größer der Winkel ist, den der Strahl am Sender mit der Erdoberfläche einschließt, je kleiner also der Einfallswinkel. In Fig. 6 seien diese Verhältnisse schematisch dargestellt.

Nachdem wir so einen Überblick über den Strahlengang gewonnen haben, sind wir imstande, eine obere Grenze für diejenigen Wellenlängen zu bestimmen, die für eine Übertragung auf große Entfernungen in Frage kommen. Wir haben gesehen, daß für eine bestimmte Wellenlänge diejenigen Strahlen, die weite Wege längs der Erdoberfläche zurücklegen, sich hauptsächlich in einer verhältnismäßig dünnen, etwa 5 km hohen Schicht oberhalb 107 km Höhe fortpflanzen. Die notwendige Bedingung ist, daß in dieser Schicht der Brechungsindex sich nach oben hin immer weniger mit der Höhe ändert. Die Kurven von Fig. 4 zeigen uns, daß diese Bedingung bei den kürzeren Wellen erfüllt ist. Zwischen 70 u. 80 m Wellenlänge tritt hier eine wesentliche Änderung ein, indem von hier ab der Brechungsindex überall mit der Höhe stark abnimmt, und in einer bestimmten Höhe sogar komplex wird. Hier ist, wie wir bereits bei der Berechnung der Kurven bemerkt haben, die Abweichung des Brechungsindex von 1 nicht mehr klein gegen 1, und deshalb auch nicht mehr dem Quadrat der Wellenlänge proportional. Die Möglichkeit, innerhalb der Heaviside-Schicht lange Wege unter geringer Krümmung zurückzulegen, besteht hier nicht mehr. Wir können sehr

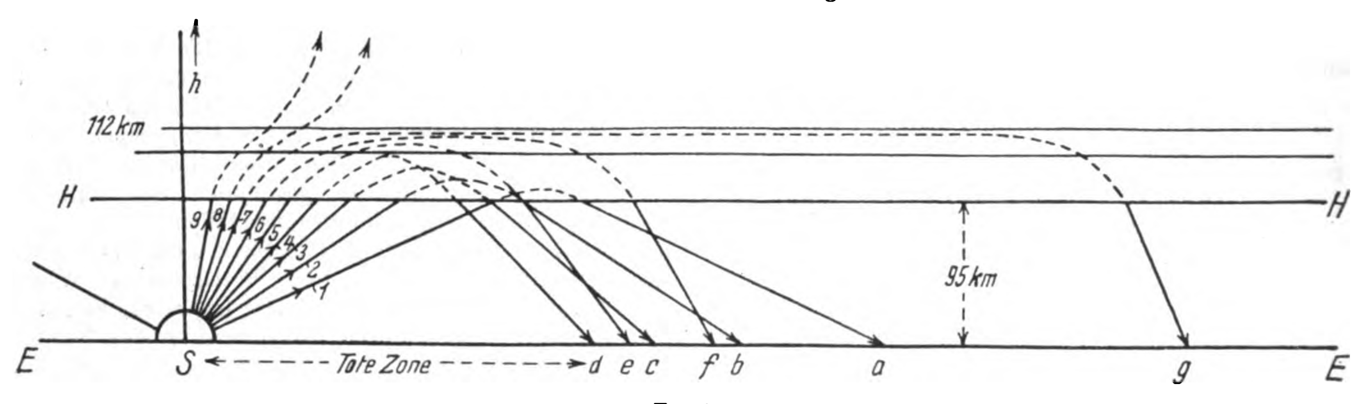


Fig. 6.
Schematische Darstellung des Strahlenganges.
EE = Erdoberfläche. HH = Untere Grenze der Heaviside-Schicht. S = Sender.

Der Strahl 1 sei etwa der Strahl, der die Erdoberfläche tangential verläßt. Er gelangt an einen verhältnismäßig weit entfernten Ort a zur Erdoberfläche zurück. Ein nächster Strahl 2 dringt tiefer in die Heaviside-Schicht ein, ohne aber hier einen wesentlich längeren Weg zurückzulegen, gelangt also an einem näher gelegenen Ort b zurück, entsprechend weitere Strahlen 3 und 4. Diese Strahlen dringen der Reihe nach immer tiefer in die Heaviside-Schicht ein, kommen also allmählich in das Gebiet über 107 km Höhe, wo der Brechungsindex, der bis dahin annähernd linear mit der Höhe abnimmt, (vgl. Fig. 4) allmählich immer langsamer abnimmt. Hier ist die Krümmung des Strahles, der annähernd parallel zur Erdoberfläche in dieses Gebiet eintritt, entsprechend viel geringer. Hier rückt der Ausdruck $\frac{\cos\varphi_0}{2{,}92\sqrt{a}\lambda}$ immer näher an 1 heran, so daß immer steilere Strahlen (5, 6, 7) immer längere Wege innerhalb der Schicht zurücklegen, um im Grenzfall, wie wir bereits oben gesehen haben, überhaupt nicht mehr zur Erde zurückzukehren. Diese Strahlen sind es, welche die Übertragung auf große Entfernungen vermitteln. Ein unter dem Grenzwinkel φ_0^* einfallender Strahl wird etwa dauernd parallel zur Erdoberfläche bleiben. Unter noch kleinerem Winkel einfallende Strahlen 8 u. 9 schließlich treten jenseits, parallel zu ihrer Ausgangsrichtung, aber seitlich verschoben wieder aus der Heaviside-Schicht aus.

leicht ausrechnen, daß die Wellen in diesem Fall nur wenig in die Heaviside-Schicht eindringen und unter starker Krümmung zur Erde zurückgebrochen werden. Für $\lambda = 100$ m und $\varphi_0 = 12^0$ ergibt sich $n = \sin\varphi_0 = 0{,}2$. Dieser Wert von n ist aber bereits in etwa 100 km Höhe erreicht (vgl. Fig. 4), so daß dieser Strahl nur 5 km weit in die Heaviside-Schicht eindringt. Es ergibt sich also die Tatsache, daß die Möglichkeit der Fernübertragung mit kurzen Wellen bezüglich der Wellenlänge nach oben hin dadurch begrenzt wird, daß die längeren Wellen, selbst wenn sie sehr steil in die Heaviside-Schicht einfallen, in der Nähe des Senders zur Erde zurückgebrochen werden.

Als obere Grenze ergibt sich also bei Tage etwa $\lambda = 70$ m. Hierin liegt also auch die Erklärung dafür, daß oberhalb 70 m kein Winkel φ_0^* mehr existiert (vgl. Tab. IV). Während der Nacht nimmt infolge der Wiedervereinigung die Ionisation ab. Die Folge ist, daß für eine bestimmte Wellenlänge der Brechungsindex größer wird. Die Kurven in Fig. 4 rücken deshalb weiter nach oben und verlaufen entsprechend flacher. An die Stelle der Kurve für $\lambda = 70$ m treten immer längere Wellen. Da die Verhältnisse sonst annähernd dieselben sind, so wird die obere Grenzwellenlänge entsprechend größer und ist etwa immer durch diejenige Wellenlänge gegeben, die bzgl. des Brechungsindex an die Stelle von $\lambda = 70$ m gerückt ist. Nach Fig. 8 können

wir gegen Ende der Nacht in 112 km Höhe $N = 10^8$ setzen, gegen $4 \cdot 10^8$ am Tage. Nun ist:

$$n^2 = 1 - \frac{e^2/m}{\pi c^2} N \lambda^2$$

Setzen wir hierin $N = 10^8$ statt $4 \cdot 10^8$, so müssen wir für λ statt 70 m den doppelten Wert, also $\lambda = 140$ m einsetzen, damit n ungeändert bleibt. Diese Wellenlänge haben wir also als äußerste obere Grenze für Kurzwellentelegraphie auf große Entfernungen anzusehen. Eine solche obere Grenze ist bekanntlich erfahrungsgemäß vorhanden. Sie liegt nach Rukop (l. c.) etwa bei $\lambda = 125$ m, in sehr guter Übereinstimmung mit unserer Berechnung. Hierbei wirkt aber noch ein anderer Umstand mit, nämlich die Dämpfung, die, wie wir weiter unten sehen werden, in dem hier betrachteten Wellenbereich dem Quadrat der Wellenlänge proportional ist, und in der Nähe von 100 m Wellenlänge recht beträchtlich wird.

Tote Zone.

Entsprechend den mit Fig. 6 verbundenen Betrachtungen kommt derjenige Strahl am nächsten dem Sender wieder zur Erde zurück, der etwa gerade noch im Gebiet linearer Abnahme des Brechungsindex zur Erde zurückgebrochen wird. Den Einfallswinkel φ_0 dieses Strahles erhalten wir, indem wir in der Gleichung $n = \sin \varphi_0$ für den Brechungsindex n seinen Wert in 107 km Höhe einsetzen. Mit Hilfe dieses Winkels können wir ohne weiteres nach Gleichung (15) den Weg berechnen, den der betreffende Strahl innerhalb der Heaviside-Schicht parallel zur Erdoberfläche zurücklegt. Diese Berechnung ist für einige Wellenlängen ausgeführt und das Resultat unter r_1 in Tabelle V eingetragen.

Tabelle V.

$\lambda_{(m)}$	r_1 (km)	r_2 (km)	Radius der toten Zone, berechnet $r = r_1 + r_2$
40	78	333	411
30	122	555	677
20	194	1200	1394

Radius der toten Zone, beobachtet:

$\lambda_{(m)}$	$r_{(km)}$
40	280
32	640
21	1110
16	2100

Zwischen Erde und Heaviside-Schicht legt derselbe Strahl den Weg

$$r_2 = 2\chi \cdot 111 \text{ km}$$

zurück (siehe Fig. 7). $r = r_1 + r_2$ (Tab. V) ist dann nichts anderes als der Radius der toten Zone. Zum Vergleich sind daneben einige beobachtete Werte angegeben. Es sind dies über eine längere Zeit beobachtete zeitliche Mittelwerte und der Arbeit von Taylor und Hulbert (l. c.) entnommen. Die Genauigkeit wird von diesen Autoren auf etwa 150 km angegeben, so daß die Übereinstimmung eine überraschend gute ist, vor allem ist die Abhängigkeit von der Wellenlänge recht gut wiedergegeben.

An dieser Stelle sei gleich auf einen weiteren Umstand hingewiesen. Infolge der in Fig. 6 skizzierten Verhältnisse ist die Möglichkeit gegeben, daß an einem und demselben Ort Strahlen ankommen, die voneinander verschiedene Wege zurückgelegt haben. Der hiermit verbundene Gangunterschied gibt die Möglichkeit zur Ausbildung von Interferenzstreifen, die etwa konzentrisch zum Sender anzunehmen sind. Die dauernde Veränderung der Heaviside-Schicht, am Tage durch die veränderliche Bestrahlung, in der Nacht durch die Wiedervereinigung, muß infolge der damit verbundenen dauernden Veränderung des Brechungsindex ein Wandern dieser Interferenzstreifen zum Sender hin bzw. von diesem fort zur Folge haben, das sich in einem feststehenden Empfänger als Schwankungen in der Empfangsstärke bemerkbar machen muß. Solche Schwankungen, allgemein als

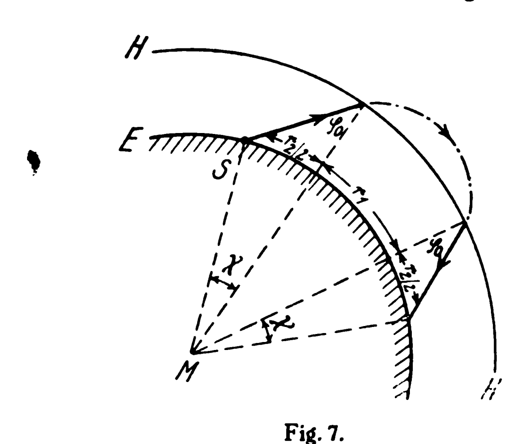


Fig. 7.

„fadings" bezeichnet, treten nun in der Tat auch bei den kurzen Wellen auf. Nach Taylor und Hulbert (l. c.) treten hauptsächlich zwei verschiedene Typen von Störungen auf, von denen die eine etwa eine Periode von einigen Sekunden besitzt, während die andere viel schneller abläuft. Die erstere Störung wird es höchstwahrscheinlich sein, die auf diese Weise zu erklären ist. Bemerkenswert ist, daß in der Praxis diese Störung um so größer ist, je näher dem Sender man sich befindet. Die größten Störungen treten an der Grenze der toten Zone auf, die von Taylor und Hulbert als „Flacker"-Zone bezeichnet wird. Dieser Umstand steht in auffallender Übereinstimmung mit den in Fig. 6 skizzierten Verhältnissen.

Abhängigkeit von der Tageszeit.

Wir haben bereits im ersten Abschnitt gesehen, daß während der Nacht, nachdem die Bestrahlung durch die Sonne aufgehört hat, infolge der Wiedervereinigung positiver und negativer Ladungen, die Ionisierung abnimmt. Maßgebend für die Stärke dieser Abnahme ist der Wiedervereinigungskoeffizient α. Für α standen sich zwei verschiedene Werte gegenüber, und wir hatten uns bereits für den kleineren Wert $\alpha = 2{,}2 \cdot 10^{-13}$ entschieden, unter Berufung darauf, daß nur dieser Wert die beobachteten Unterschiede zwischen Tag- und Nachtübertragung richtig wiedergibt. Daß das auch der Fall ist, geht aus dem folgenden ohne weiteres hervor. In Fig. 8 gibt die Kurve I den Verlauf von N bei Tage. N bedeutet dabei, was an dieser Stelle noch einmal betont sei, sowohl die Zahl der insgesamt vorhandenen Trägerpaare, als auch die Zahl der wirksamen Ionen. Mit Hilfe von Gleichung (6) ist die Ionenkonzentration für die Zeit von 6 bzw. 12 Stunden nach dem Aufhören der Bestrahlung berechnet. Es ergeben sich die Kurven II bzw. III in Fig. 8.

Für einen ganz bestimmten Ort geben also die Kurven I und III die äußeren Grenzen, zwischen denen die Ionenkonzentration im Laufe eines Tages sich bewegten. Die gestrichelte Kurve ergibt sich, wenn man einen Ionisationszustand nach Kurve III als vorhanden annimmt, und dann

die Atmosphäre während einer Stunde der Bestrahlung ausgesetzt denkt. Sie berechnet sich ohne weiteres nach Gl. (4). Wir sehen, daß der Tageszustand sich viel schneller wiederherstellt, als wie er bei Nacht abnimmt. Bei der Beurteilung der Fortpflanzung einer Welle auf große Entfernungen müssen wir berücksichtigen, daß niemals die ganze Strecke

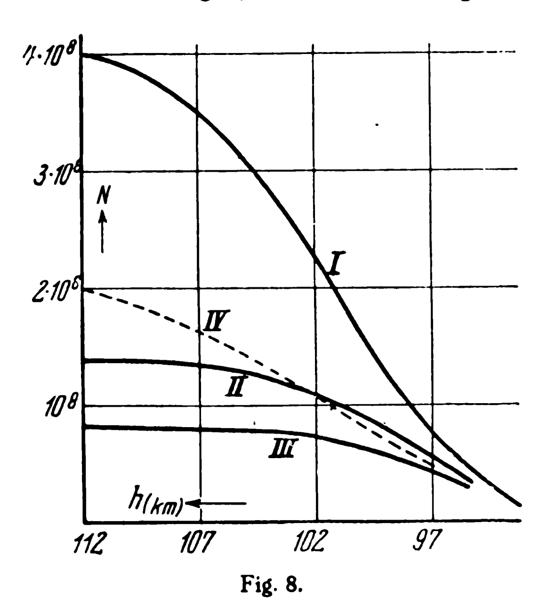


Fig. 8.

Ionenkonzentration in Abhängigkeit von der Höhe.

I. Am Tage.
II. 6 Stunden nach Aufhören der Bestrahlung.
III. 12 " " " " "
IV. 1 Stunde nach Wiedereinsetzen der Bestrahlung.

12 Stunden unter Nacht liegt. Dies ist vielmehr nur etwa für 6 Stunden der Fall. Wir wollen deshalb einmal die Kurve II dazu verwenden, ungefähr die Veränderung während der Nacht abzuschätzen. Wir wollen diejenige Wellenlänge bestimmen, die gerade noch zur Erde zurückgebrochen wird, wenn die Ionisierung auf der ganzen Strecke zwischen Sender und Empfänger der Kurve II entspricht. Diese Wellenlänge erhalte ich aus der Gleichung:

$$n = 1 - 2{,}5 \cdot 10^{-17} N \lambda^2 = \sin \varphi_0,$$

wenn ich $\varphi_0 = 80^0$ und $N = 1{,}4 \cdot 10^8$ setze. Diese Wellenlänge ist genau so definiert, wie die am Tage angenommene Grenzwellenlänge von 14 m. Es ergibt sich $\lambda = 21$ m. Wellen von kürzerer Wellenlänge werden also unter den angenommenen Umständen nicht mehr zur Erde zurückgebrochen. Daraus folgt also, daß die untere Grenze der verwendbaren Wellenlängen über Nacht langsam nach oben rückt. Über das genaue Maß dieser Änderung geben die praktischen Messungen vorläufig noch keinen genauen Aufschluß, jedoch kann man in der Tat darauf schließen, daß die Grenze etwa in der Nähe von 20 m Wellenlänge liegt. Während der Nacht muß man demnach Wellen von mehr als etwa 20 m Wellenlängen übergehen, während man bei Tage auch mit kürzeren Wellen gute Erfolge erzielen kann. Das Resultat unserer Berechnung ($\lambda = 21$ m) hängt unmittelbar von der speziellen Annahme des Wiedervereinigungskoeffizienten ab, jedoch entsprechen wir in der Tat mit dem Wert $\alpha = 2{,}2 \cdot 10^{-13}$ den wirklichen Verhältnissen, während $\alpha = 2{,}7 \cdot 10^{-11}$ viel zu große Unterschiede zwischen Tag und Nacht ergeben würde. Unmittelbar mit der eben besprochenen Tatsache im Zusammenhang steht die Abhängigkeit der toten Zonen von der Tageszeit. Man kann, indem man etwa die Kurven II und III von Fig. 8 zugrunde legt, genau wie oben die entsprechende Größe der toten Zonen berechnen. Es ergibt sich, daß der Radius der toten Zone für eine bestimmte Wellenlänge etwa das zwei- bis dreifache über Nacht zunimmt, also ein Vielfaches seines Tageswertes beträgt. Zuverlässige Messungen liegen hier nicht vor, jedoch schätzen Taylor und Hulbert (l. c.), daß die tote Zone nachts etwa 3—4 fach größer ist als bei Tage. Da die zuletzt geschilderten Verhältnisse nur von der Stärke der Bestrahlung der Atmosphäre durch die Sonne abhängen, so muß dasselbe, was von Tag und Nacht gesagt wurde, im selben Sinne auch von Sommer und Winter gelten, d. h. die toten Zonen müssen im Winter größer sein als im Sommer. Auch dieser Unterschied wird in der Tat beobachtet (vgl. Taylor und Hulbert l. c.).

Dämpfung.

Die Dämpfung wird dadurch hervorgerufen, daß die Ionen ihre unter der Einwirkung der Welle erworbene kinetische Energie bei jedem Zusammenstoß verlieren, wobei ihre Bewegung in Richtung des Feldes in ungeordnete Wärmebewegung umgewandelt wird. Mit Hilfe von Gleichung (10) ergibt sich die je Zeit- und Volumeneinheit vernichtete kinetische Energie zu:

$$\mathfrak{L} = N e^2/m \frac{S}{S^2 + \nu^2} \mathfrak{E}^2 = \sigma \mathfrak{E}^2$$

wo

$$\sigma = N e^2/m \frac{S}{S^2 + \nu^2} \tag{16}$$

Diese Energie wird der Welle entzogen. (Das ionisierte Gas verhält sich wie ein Medium von der Leitfähigkeit σ.) Je Zeit- und Volumeneinheit geht an Energie durch den Querschnitt von 1 cm hindurch

$$\frac{c}{4\pi} \mathfrak{E}^2$$

Wir bilden:

$$\frac{4\pi\sigma\mathfrak{E}^2}{c\,\mathfrak{E}^2} = \frac{4\pi\sigma}{c} = K$$

Um die Dämpfung abzuschätzen, nehmen wir an, daß eine ebene Welle sich in einem homogen ionisierten Medium fortpflanzt. Die Energie dieser Welle nimmt dann dauernd ab, und zwar beträgt sie in der Entfernung x vom Ausgangsort (für den $x = o$ ist):

$$E = E_0 e^{-Kx}$$

Da die Energie proportional dem Quadrat der elektrischen Feldstärke, so folgt für diese:

$$A = A_0 e^{-\frac{K}{2} x}$$

Wir setzen $N = 4 \cdot 10^8$ und erhalten somit eine obere Grenze für die Dämpfung. Für S berechnen wir mit Hilfe von Tabelle I den Wert $S = 1{,}8 \cdot 10^5$. Dann wird $K = 5 \cdot 10^{-7}$ für $\lambda = 20$ m, d. h. die elektrische Feldstärke dieser Welle sinkt bereits nach 40 km auf den $e$ten Teil. Die Dämpfung wächst mit dem Quadrat der Wellenlänge, so daß die längeren Wellen noch viel stärker gedämpft werden. Diese Dämpfung ist bedeutend größer, als sich mit der praktischen Erfahrung vereinbaren läßt. Legen wir aber auch hier den Wasserstoffgehalt nach Jeans der Berechnung zugrunde, so ergeben sich oberhalb 80 km erheblich kleinere Stoßzahlen. In 100 km Höhe erhalten wir $S = 4 \cdot 10^3$. Dann wird wieder für $\lambda = 20$ m, $K = 10^{-8}$, d. h. die Amplitude der elektrischen Feldstärke klingt nach 2000 km auf den $e$ten Teil ab. Es deuten also auch diese Verhältnisse

darauf hin, daß in der Tat der Wasserstoffgehalt etwa den Angaben von Jeans entspricht, also 100 fach geringer ist, als den Angaben in Tabelle I entspricht. Bei der Wiedervereinigung ließe sich die Unstimmigkeit auch durch die Annahme von freien Elektronen erklären. Würden wir bezüglich der Dämpfung statt der Ionen eine entsprechende Anzahl von freien Elektronen annehmen, so würde, da das Verhältnis $\frac{N}{m}$ in beiden Fällen dasselbe, S aber für Elektronen etwa 10 mal größer ist, als für Wasserstoffionen, auch σ und damit K 10 mal so groß wie oben, so daß die Dämpfung recht erheblich wäre. Die Dämpfung wächst mit dem Quadrat der Wellenlänge, und das ist vielleicht der Grund dafür, daß gerade diejenigen Wellen die günstigsten zu sein scheinen, die in der Nähe der unteren Grenze liegen, etwa solche zwischen 18 und 28 m (vgl. Rukop l. c.). Bei Wellen unterhalb 20 m Wellenlänge wird zwar die Dämpfung in der Heaviside-Schicht immer geringer. Hier werden die Verhältnisse aber wieder dadurch ungünstiger, daß bei diesen Wellen die für die Fernübertragung in Frage kommende Energie vom Sender ausgehend sich zunächst in großer Nähe des Erdbodens fortpflanzt, und dort stark absorbiert wird, worauf bei der Besprechung der Tabelle IV hingewiesen wurde. Dem für $\lambda = 20$ m angegebenen Wert $K = 10^{-8}$ entspricht eine „Leitfähigkeit" von ungefähr 10^{-20} elektromagnetischen Einheiten. Zum Vergleich sei angegeben, daß frisches Wasser etwa eine Leitfähigkeit von 10^{-14} elektromagnetischen Einheiten besitzt.

Zusammenfassung.

Es wird versucht, auf Grund unserer heutigen Kenntnis über die Zusammensetzung der höheren Atmosphärenschichten und der Ionisation von Gasen durch ultraviolettes Licht den Ionisationszustand der Atmosphäre, soweit er für die Fortpflanzung der kurzen Wellen der drahtlosen Telegraphie von Bedeutung ist, zu beschreiben. Es ergibt sich eine besonders stark ionisierte Schicht zwischen 95 und 130 km Höhe. Diese Schicht hat nach unten hin keine scharfe Begrenzung, innerhalb der Schicht nimmt die Ionisierung nach oben hin zunächst zu, dann wieder ab. Die Fortpflanzung der kurzen Wellen auf große Entfernungen geschieht in der Hauptsache in dieser Schicht, und zwar kommt die Einwirkung des Ionengehaltes in einer Brechung der Welle zum Ausdruck, während eine wesentliche Reflektion nicht stattfindet. Die Dämpfung ist gering. Die ionisierte Schicht bleibt infolge der großen Verdünnung der Luft in jenen Höhen auch über Nacht bestehen. Die Ionenkonzentration schwankt mit der Tageszeit und erklärt die Unterschiede zwischen Tag- und Nachtübertragung. Auch die übrigen Erscheinungen der Kurzwellenübertragung: tote Zone, fadings usw. finden ihre Erklärung.

Weitere Aufklärung über den Ionisationszustand der oberen Atmosphärenschichten ist wohl vor allem durch praktische Messungen mit Wellen von einigen hundert Metern Wellenlänge (Rundfunkwellen) zu erwarten, wo allerdings die Verhältnisse vom physikalischen Standpunkt aus nicht mehr ganz so einfach liegen, wie bei den kurzen Wellen.

Zum Schluß möchte ich Herrn Professor Försterling, Köln, für die Anregung zu dieser Arbeit und freundliche Hilfe meinen herzlichen Dank aussprechen.

(Eingegangen am 1. 7. 1926.)

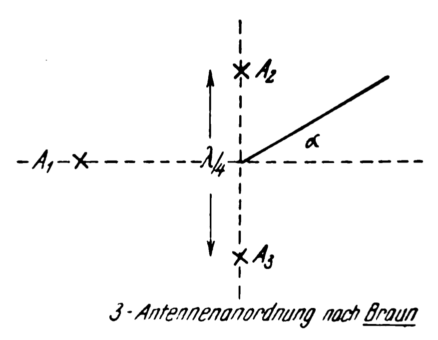
Richtcharakteristiken von Antennenkombinationen.

Von **A. Esau.**

(Schluß.)[1]

Kombination von drei ungerichteten Antennen (Dreiecksanordnung von F. Braun)[2].

Von F. Braun ist seiner Zeit eine Richtanordnung beschrieben worden, die aus drei ungerichteten Antennen besteht, deren gegenseitiger Abstand d gleich der Viertelwellenlänge gemacht wird und die so aufgestellt werden, daß ihre Fußpunkte die Ecken eines gleichseitigen Dreiecks bilden (s. Fig. 1).



3-Antennenanordnung nach Braun

Fig. 1.

Kombiniert man zunächst die beiden, in der Figur mit A_2 und A_3 bezeichneten Antennen, so erhält man als resultierende Charakteristik

$$f = 2\,a \cos\beta \cos\gamma \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)$$

Setzt man ferner für die dritte Antenne A_1, deren Abstand von der Standlinie $A_2\,A_3$ mit d' bezeichnet werden soll,

$$g = b \cos\beta \cos\gamma$$

so ergibt sich aus der früher abgeleiteten allgemeinen Formel für die Richtcharakteristik der Gesamtkombination der Ausdruck

$$r = \sqrt{\left\{2\,a \cos\beta \cos\gamma \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right) - b \cos\beta \cos\gamma\right\}^2 + 8\,a\,b \cos^2\beta \cos^2\gamma \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right) \times \cos^2\left(\frac{\pi d'}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)}$$

oder, wenn man für $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$ und $\frac{d'}{\lambda} = \frac{1}{8}\sqrt{3}$ setzt

[1] 1. Teil: ds. Jahrbuch 27, S. 142, 1926.
2 Teil: ds. Jahrbuch 28, S. 1. 1926.

[2] F. Braun, ds. Jahrbuch 1, S. 1, 1907.

$$r = 2\,a \cos\beta \cos\gamma \sqrt{\left\{\cos\left(\frac{\pi}{4}\cos\alpha\cos\beta\right) - \frac{b}{2\,a}\right\}^2 + 2\,\frac{b}{a}\cos\left(\frac{\pi}{4}\cos\alpha\cos\beta\right)\cos^2\frac{\pi\sqrt{3}}{8}\cos\alpha\cos\beta}$$

Macht man ferner wie Braun die Voraussetzung, daß die Intensitäten der Antennen A_2 und A_3 gleich und halb so groß sind wie die in A_1, so wird in unserem Falle $\frac{b}{a} = \sqrt{2}$ und

$$r = 2\,a \cos\beta \cos\gamma \sqrt{\left\{\cos\left(\frac{\pi}{4}\cos\alpha\cos\beta\right) - \frac{\sqrt{2}}{2}\right\}^2 + 2\sqrt{2}\cos\left(\frac{\pi}{4}\cos\alpha\cos\beta\right)\cos^2(39^0\cos\alpha\cos\beta)}$$

Will man erreichen, daß für den Einfallswinkel $\alpha = 0$ der Wellen die Empfangswirkung verschwindet, so wird man dem System noch eine zusätzliche, passend gewählte Kunstphase geben müssen vom Betrage φ, so daß dann die Gleichung für die Charakteristik die Form annimmt

$$r = 2\,a \cos\beta \cos\gamma \sqrt{\left\{\cos\left(\frac{\pi}{4}\cos\alpha\cos\beta\right) - \frac{\sqrt{2}}{2}\right\}^2 + 2\sqrt{2}\cos\left(\frac{\pi}{4}\cos\alpha\cos\beta\right)\cos^2(39^0\cos\alpha\cos\beta + \varphi)}$$

1. $\gamma = 0;\ \beta = 0;\ \alpha \gtrless 0.$

(In der Horizontalebene einfallender Strahl.)

Als Gleichung der Charakteristik ergibt sich

$$r = 2\,a \sqrt{\left\{\cos\left(\frac{\pi}{4}\cos\alpha\right) - \frac{\sqrt{2}}{2}\right\}^2 + 2\sqrt{2}\cos\left(\frac{\pi}{4}\cos\alpha\right)\cos^2(39^0\cos\alpha + \varphi)}$$

Damit die Empfangscharakteristik einseitig wird, muß man $\varphi = 51^0$ setzen. Ihr Verlauf ergibt sich aus der folgenden nach obiger Formel berechneten Tabelle I.

Tabelle II ist berechnet nach der früher abgeleiteten Formel für die Cardioide

$$r = a\,(1 - \cos\alpha).$$

Tabelle I. / Tabelle II.

α	r	α	r
0°	0,00 a	0°	0,00 a
30°	0,30 a	30°	0,13 a
45°	0,67 a	45°	0,29 a
60°	1,16 a	60°	0,50 a
90°	2,20 a	90°	1,00 a
120°	2,78 a	120°	1,50 a
135°	2,84 a	135°	1,70 a
150°	2,82 a	150°	1,87 a
180°	2,76 a	180°	2,00 a
$\frac{r_{60^0}}{r_{max}} = 0{,}42$	$\frac{r_{120^0}}{r_{max}} \sim 1{,}00$	$\frac{r_{60^0}}{r_{max}} = 0{,}25$	$\frac{r_{120^0}}{r_{max}} = 0{,}75$
$\frac{r_{90^0}}{r_{max}} = 0{,}80$	$\frac{r_{150^0}}{r_{max}} \sim 1{,}00$	$\frac{r_{90^0}}{r_{max}} = 0{,}5$	$\frac{r_{150^0}}{r_{max}} = 0{,}93$

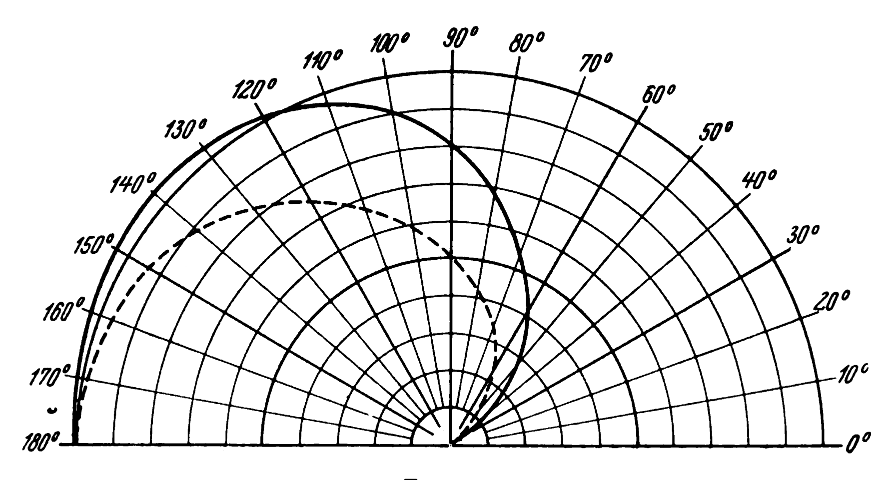


Fig. 2.

——— Braun. – – – Cardioide.

Aus den Tabellen ergibt sich, daß zwischen den beiden Anordnungen (Braun und normale Cardioide) charakteristische Unterschiede in bezug auf die Richtschärfe bestehen, und zwar für sämtliche Einfallswinkel zuungunsten der 3-Antennenanordnung. Die letztere hat außerdem noch den Nachteil, daß sie nur unter ganz bestimmten Verhältnissen eine einseitige Empfangswirkung ergibt. Die Charakteristik nimmt eine andere Form an, wenn die Wellenlänge geändert wird, was bei der Kombination von Rahmen und offener Antenne nicht der Fall ist oder wenn, wie aus den folgenden Tabellen hervorgeht, die Kunstphase geändert wird.

Tabelle III. / Tabelle IV.

α	r	α	r
0°	0,30 a	0°	2,20 a
30°		30°	2,47 a
45°	0,49 a	45°	2,76 a
60°	1,46 a	60°	3,08 a
90°	2,45 a	90°	3,41 a
120°	2,95 a	120°	3,08 a
135°	2,97 a	135°	2,76 a
150°	2,91 a	150°	2,47 a
180°	2,81 a	180°	2,20 a

Legt man φ anstelle von 51^0 den Wert 45^0 bei, so verschwindet der Nullwert der Empfangswirkung (s. Tab. III); läßt man die Kunstphase überhaupt fort, d. h. $\varphi = 0$, so erhält man eine zur Ordinatenachse symmetrische Charakteristik (s. Tab. IV).

Wie aus der vorletzten Tabelle hervorgeht, tritt die maximale Empfangswirkung nicht bei $\alpha = 180^0$ ein, sondern bei etwa 135^0, ganz ähnlich wie auch in dem durch die Tabelle I dargestellten Fall. Die Unterschiede sind aber nicht erheblich.

2. $\gamma = 0;\ \alpha = 0;\ \beta \gtrless 0.$

(In der Vertikalebene ($\alpha = 0$) einfallende Welle.)

Als Gleichung der Charakteristik ergibt sich

$$r = 2a\cos\beta \sqrt{\left\{\cos\left(\frac{\pi}{4}\cos\beta\right) - \frac{\sqrt{2}}{2}\right\}^2 + 2\sqrt{2}\cos\left(\frac{\pi}{4}\cos\beta\right)\cos^2(39^0 + \varphi)}$$

Setzt man zunächst wiederum $\varphi = 51^0$, so nimmt die Charakteristik die aus der folgenden Tabelle hervorgehende Form an; ihr gegenübergestellt ist die entsprechende Charakteristik der Cardioide

$$r = a\,(1 - \cos\beta).$$

Tabelle I. / Tabelle II.

Tabelle I: β	α	r	Tabelle II: β	α	r
$\beta = 0^0$	$\alpha = 0^0$	$r = 0{,}00\,a$	$\beta = 0^0$	$\alpha = 0^0$	$r = 0{,}00\,a$
30^0		$0{,}26\,a$	30^0		$0{,}13\,a$
45^0		$0{,}47\,a$	45^0		$0{,}29\,a$
60^0		$0{,}58\,a$	60^0		$0{,}50\,a$
90^0		$0{,}00\,a$	90^0		$1{,}00\,a$
60^0	$\alpha = 180^0$	$1{,}39\,a$	60^0	$\alpha = 180^0$	$1{,}50\,a$
45^0		$2{,}00\,a$	45^0		$1{,}70\,a$
30^0		$2{,}44\,a$	30^0		$1{,}87\,a$
0^0		$2{,}76\,a$	0^0		$2{,}00\,a$
$\alpha = 0^0$: $\frac{r_{60^0}}{r_{max}} = 0{,}21$; $\frac{r_{90^0}}{r_{max}} = 0{,}0$	$\alpha = 180^0$: $\frac{r_{60^0}}{r_{max}} = 0{,}5$; $\frac{r_{30^0}}{r_{max}} = 0{,}88$		$\alpha = 0^0$: $\frac{r_{60^0}}{r_{max}} = 0{,}25$; $\frac{r_{90^0}}{r_{max}} = 0{,}5$	$\alpha = 180^0$: $\frac{r_{60^0}}{r_{max}} = 0{,}75$; $\frac{r_{30^0}}{r_{max}} = 0{,}94$	

Für in der Vertikalebene $\alpha = 0$ einfallende Wellen besteht die Richtcharakteristik der Braunschen Dreiecksanordnung aus zwei sich berührenden ungleichen Figuren im Gegensatz zu der Cardioidenkombination, bei der die Charakteristik in der Vertikalebene den gleichen Verlauf zeigt, wie in der Horizontalebene ($\beta = 0$).

Die Schärfe der Charakteristik ist für alle Neigungswinkel β bei der Braunschen Anordnung größer als bei der Kombination von Rahmen und ungerichteter Antenne, d. h. beide Formen verhalten sich in bezug auf horizontal und geneigt einfallende Strahlen entgegengesetzt.

Setzt man für die Kunstphase an Stelle des Wertes $\varphi = 51^0$ den schon vorhin angeführten von 45^0 (Tab. III); so wird an dem Verlauf der Charakteristik prinzipiell nichts geändert.

Ohne Kunstphase $\varphi = 0$ ergibt sich für in der Vertikalebene $\alpha = 0$ verlaufende Strahlen eine Charakteristik, die aus zwei gleichen sich berührenden Figuren besteht. Für senkrecht einfallende Wellen wird die Empfangswirkung Null.

3. $\gamma = 0;\ \alpha = 90^0;\ \beta \gtrless 0.$

(Senkrecht zur Hauptrichtung einfallender, normal polarisierter Strahl.)

Die Gleichung der Charakteristik nimmt hier die Form an

$$r = 2a\cos\beta \sqrt{\left\{1 - \frac{\sqrt{2}}{2}\right\}^2 + 2\sqrt{2}\cos^2\varphi}$$

Sie besteht aus zwei sich berührenden gleichgroßen Kreisen, deren Durchmesser abhängig ist von dem Betrage der Zusatzphasendifferenz φ und zwar erhält man für die gewählten Beispiele

$\varphi =$	51^0	45^0	0^0
$r =$	$2{,}19\,a$	$2{,}44\,a$	$2{,}76\,a$

4. $\gamma \gtrless 0;\ \alpha \gtrless 0;\ \beta \gtrless 0.$

(Beliebig polarisierte und unter beliebigem Winkel einfallende Welle.)

Die Richtcharakteristik lautet in diesem allgemeinen Fall

$$r = 2a\cos\beta\cos\gamma \sqrt{\left\{\cos\frac{\pi}{4}(\cos\alpha\cos\beta) - \frac{\sqrt{2}}{2}\right\}^2 + 2\sqrt{2}\cos\left(\frac{\pi}{4}\cos\alpha\cos\beta\right)\cos^2(39^0\cos\alpha\cos\beta + \varphi)}$$

Der Einfluß einer Drehung der Polarisationsebene macht sich in der Weise geltend, daß für beliebige Winkel α und β eine Abnahme der Amplituden erfolgt entsprechend dem Kosinus des Drehwinkels. In dem speziellen Fall, wo $\gamma = 90^0$ ist, ist das System nicht empfangsfähig.

Geknickte Marconiantenne.

Die Richtcharakteristik dieser aus einem vertikalen und einem mehrfach längeren horizontalen Teil bestehenden Antenne ist von Zenneck berechnet worden, wobei er sie auffaßt als bestehend aus einem ungerichteten Luftdraht und einem in 180^0 Phasendifferenz schwingenden Antennenpaar, das dem ersteren gegenüber eine Phasendifferenz von 45^0 hat (Fig. 3).

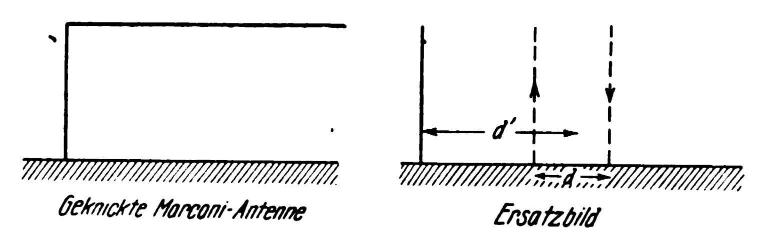


Fig. 3.

Man kann zu dem gleichen Resultat gelangen, wenn man von der allgemeinen Gleichung ausgeht und in ihr

$$f = 2a\cos\beta\cos\gamma\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right) \text{ und}$$
$$g = b\cos\beta\cos\gamma$$

setzt.

Die Gleichung der Charakteristik dieser Kombination wird dann

$$r = \sqrt{\left\{2a\cos\beta\cos\gamma\sin\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta - b\cos\beta\cos\gamma\right\}^2 + 4\cdot 2a\cos\beta\cos\gamma\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right) b\cdot\cos\beta\cos\gamma\, x\cos^2\left(\frac{\pi d'}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta + \varphi\right)}$$

Hierin bedeuten a den Abstand der das Antennenpaar bildenden Drähte, d' seinen Abstand von der ungerichteten Antenne und φ eine zusätzliche Phasendifferenz.

Durch Umformung erhält man

$$r = b \cos\beta \cos\gamma \sqrt{\left\{1 - \frac{2a}{b} \sin \frac{\pi d}{\lambda} \cos a \cos\beta\right\}^2 + 4\frac{2a}{b} \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos a \cos\beta\right) \cos^2\left(\frac{\pi d'}{\lambda} \cos a \cos\beta + \varphi\right)}$$

und, wenn man mit Zenneck die Voraussetzung macht, daß die Länge der Antenne sehr klein gegenüber der Wellenlänge ist, d. h. in unserem Falle

$\frac{d}{\lambda}$ bzw. $\frac{d'}{\lambda}$ sehr klein wird.

$$r = b \cos\beta \cos\gamma \sqrt{1 + \left(\frac{2a}{b}\right)^2 \left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)^2 \cos^2 a \cos^2\beta + 2\left(\frac{2a}{b}\right)\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right) \cos a \cos\beta \cos\left(\frac{2\pi d'}{\lambda} \cos a \cos\beta + 2\varphi\right)}$$

Da unter den gemachten Annahmen $\frac{2\pi d'}{\lambda} \cos a \cos\beta$ klein im Verhältnis zu 2φ ist, so wird schließlich

$$r = b \cos\beta \cos\gamma \sqrt{1 + \left(\frac{2a}{b}\right)^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)^2 \cos^2 a \cos^2\beta + 2\left(\frac{2a}{b}\right)\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right) \cos a \cos\beta \cos 2\varphi}$$

Gibt man der Kombination außerdem eine zusätzliche Phasendifferenz von 45°, so geht die Gleichung über in

$$r = b \cos\beta \cos\gamma \sqrt{1 + \left(\frac{2a}{b}\right)^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)^2 \cos^2 a \cos^2\beta + \sqrt{2}\left(\frac{2a}{b}\right)\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right) \cos a \cos\beta}$$

oder, wenn man zur Abkürzung

$$\left(\frac{2a}{b}\right)\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right) = m \quad \text{setzt}$$

$$r = b \cos\beta \cos\gamma \sqrt{1 + m^2 \cos^2 a \cos^2\beta + \sqrt{2}\, m \cos a \cos\beta}$$

1. $\gamma = 0;\ \beta = 0;\ a \gtrless 0.$
(In der Horizontalebene einfallende, normal polarisierte Wolle.)

Als Gleichung der Charakteristik ergibt sich

$$r = b \sqrt{1 + m^2 \cos^2 a + \sqrt{2}\, m \cos a}$$

Vergleicht man hiermit die Formel von Zenneck

$$E = E_0 \sqrt{1 + \beta^2 \cos^2\vartheta + \sqrt{2}\,\beta \cos\vartheta}$$

so ergibt sich eine vollständige Übereinstimmung beider, wenn man

$$E_0 = b, \quad \vartheta = a \quad \text{und} \quad \beta = m = \frac{2a}{b} \cdot \frac{\pi d}{\lambda} \quad \text{setzt.}$$

Die a-Werte, bei den entweder Maxima oder Minima der Kurve liegen, folgen aus der Gleichung

$$\sin a\,(m \cos a + \sqrt{2}) = 0$$

und zwar treten Maxima auf für Einfallswinkel $a = 0$ und 180°, ein Minimum liegt bei einem Wert dieses Winkels, der gegeben ist durch

$$\cos a = -\frac{\sqrt{2}}{m}$$

Er ist abhängig von der Größe $m = \frac{2a}{b} \cdot \frac{\pi d}{\lambda}$ und rückt von 180° mit wachsendem m mehr und mehr an 90° heran.

Der Verlauf der Charakteristik läßt sich aus den von Zenneck angegebenen Figuren ersehen.

2. $\gamma = 0;\ a = 0;\ \beta \gtrless 0.$
(In der Vertikalebene $a = 0$ verlaufender Strahl.)

Die Charakteristik wird hier durch die Gleichung dargestellt

$$r = b \cos\beta \sqrt{1 + m^2 \cos^2\beta + \sqrt{2}\, m \cos\beta}$$

Sie unterscheidet sich von der in der Horizontalebene dadurch, daß hier noch als Multiplikator $\cos\beta$ hinzugekommen ist. Man erhält deshalb eine Charakteristik, die aus zwei sich berührenden ungleichen Figuren besteht. Die Empfangswirkung nimmt ab mit wachsender Neigung der einfallenden Strahlen.

3. $\gamma = 0;\ a = 90°;\ \beta \gtrless 0.$
(In der Vertikalebene $a = 90°$ einfallende Welle.)

Die Gleichung der Charakteristik lautet

$$r = b \cos\beta$$

d. h. sie besteht aus zwei sich berührenden gleichen Kreisen, entspricht also der Charakteristik einer ungerichteten Antenne.

4. $\gamma \gtrless 0;\ a \gtrless 0;\ \beta \gtrless 0.$
(Beliebig verlaufender Strahl mit beliebiger Polorisation.)

Die Charakteristik ist nach der vorhin angegebenen allgemeinen Formel zu berechnen. Der Einfluß einer Drehung der Polarisationsebene macht sich dahin geltend, daß die Empfangswirkung proportional mit dem Kosinus des Drehungswinkels abnimmt.

Geknickte Antenne aufgefaßt als Kombination von Rahmen und ungerichteter Antenne.

Ersetzt man in der zuvor behandelten Kombination das aus zwei ungerichteten Antennen bestehende Antennenpaar durch eine Rahmenantenne, so nimmt die Richtcharakteristik die Form an

$$r = \sqrt{\{a(\cos a \cos\gamma + \sin a \sin\beta \sin\gamma) - b \cos\beta \cos\gamma\}^2 + 4a(\cos a \cos\gamma + \sin a \sin\beta \sin\gamma)\, b \cos\beta \cos\gamma \cdot \cos^2\left(\frac{\pi d'}{\lambda} \cos a \cos\beta + \varphi\right)}$$

(d' bedeutet den Abstand zwischen Rahmen und ungerichteter Antenne.)

Nach einigen Umformungen geht sie über in

$$r = b\sqrt{\left(\frac{a}{b}\right)^2 (\cos a \cos\gamma + \sin a \sin\beta \sin\gamma)^2 + \cos^2\beta \cos^2\gamma + 2\frac{a}{b}(\cos a \cos\gamma + \sin a \sin\beta \sin\gamma) \cos\beta \cos\gamma \cos^2\left(\frac{\pi d'}{\lambda} \cos a \cos\beta + 2\varphi\right)}$$

1. $\gamma = 0;\ \beta = 0;\ \alpha \gtrless 0.$

(In der Horizontalebene einfallende, normal polarisierte Welle.)

Die allgemeine Gleichung vereinfacht sich in diesem Falle zu der folgenden

$$r = b\sqrt{1 + \left(\frac{a}{b}\right)^2 \cos^2\alpha + 2\left(\frac{a}{b}\right)\cos\alpha\cos\left(\frac{2\pi d'}{\lambda}\cos\alpha + 2\varphi\right)}$$

oder, wenn man wie oben $\frac{d'}{\lambda}$ sehr klein annimmt und die zusätzliche Phasendifferenz $2\varphi = 45^0$ wählt,

$$r = b\sqrt{1 + \left(\frac{a}{b}\right)^2 \cos^2\alpha + \sqrt{2}\left(\frac{a}{b}\right)\cos\alpha}$$

Diese Gleichung stimmt mit der von Zenneck und auch vorhin abgeleiteten überein.

In beiden Fällen — Rahmen oder Antennenpaar — ergibt sich also für den Fall horizontal einfallender Wellen die gleiche Richtcharakteristik.

Tabelle I. (Fortsetzung.) Tabelle II.

Tabelle I.			Tabelle II.		
$\frac{\beta_{30^0}}{\beta_{max}}$	$\alpha = 0^0$	$= 0{,}93$	$\frac{\beta_{30^0}}{\beta_{max}}$	$\alpha = 0^0$	$= 0{,}81$
$\frac{\beta_{60^0}}{\beta_{max}}$		$= 0{,}76$	$\frac{\beta_{60^0}}{\beta_{max}}$		$= 0{,}38$
$\frac{\beta_{90^0}}{\beta_{max}}$		$= 0{,}54$	$\frac{\beta_{90^0}}{\beta_{max}}$		$= 0{,}00$
$\frac{\beta_{60^0}}{\beta_{max}}$	$\alpha = 180^0$	$= 0{,}4$	$\frac{\beta_{60^0}}{\beta_{max}}$	$\alpha = 180^0$	$= 0{,}2$
$\frac{\beta_{30^0}}{\beta_{max}}$		$= 0{,}4$	$\frac{\beta_{30^0}}{\beta_{max}}$		$= 0{,}34$

Tabelle II enthält die entsprechenden Werte für den vorhergehenden Fall d. h. die Kombination von ungerichteter Antenne und Antennenpaar, berechnet nach der Gleichung

$$r = b\cos\beta\sqrt{1 + m^2\cos^2\beta + \sqrt{2}\,m\cos\beta}$$

($m = 1$ gesetzt)

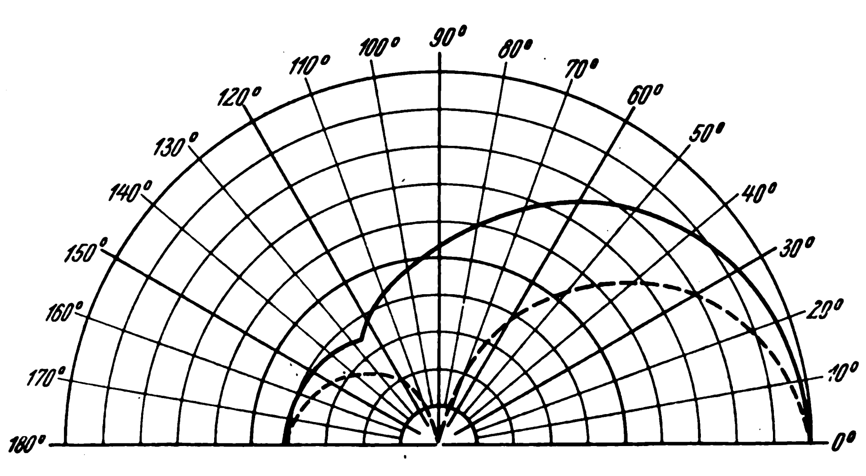


Fig. 4.

——— 3 Antennen. — — — Cardioide.

2. $\gamma = 0;\ \alpha = 0;\ \beta \gtrless 0.$

(In der Vertikalebene $\alpha = 0$ einfallender normal polarisierter Strahl.)

Die Gleichung der Charakteristik lautet

$$r = b\sqrt{\left(\frac{a}{b}\right)^2 + \cos^2\beta + \sqrt{2}\left(\frac{a}{b}\right)\cos\beta}$$

bzw.

$$b\sqrt{\left(\frac{a}{b}\right)^2 + \cos^2\beta - \sqrt{2}\left(\frac{a}{b}\right)\cos\beta}$$

In der folgenden Tabelle I sind die nach dieser Gleichung berechneten r-Werte in Abhängigkeit vom Neigungswinkel β eingetragen, wobei $\frac{a}{b} = 1$ gesetzt worden ist.

Tabelle I.			Tabelle II.		
$\beta = 0^0$	$\alpha = 0^0$	$r = 1{,}85\,b$	$\beta = 0^0$	$\alpha = 0^0$	$r = 1{,}85\,b$
30^0		$1{,}72\,b$	30^0		$1{,}49\,b$
45^0		$1{,}58\,b$	45^0		$1{,}12\,b$
60^0		$1{,}40\,b$	60^0		$0{,}70\,b$
90^0		$1{,}00\,b$	90^0		$0{,}00\,b$
60^0	$\alpha = 180^0$	$0{,}73\,b$	60^0	$\alpha = 180^0$	$0{,}37\,b$
45^0		$0{,}71\,b$	45^0		$0{,}50\,b$
30^0		$0{,}73\,b$	30^0		$0{,}63\,b$
0^0		$0{,}77\,b$	0^0		$0{,}77\,b$

Wie aus den beiden Tabellen hervorgeht unterscheiden sich die beiden Charakteristiken grundsätzlich voneinander und zwar ist die aus Antenne und Antennenpaar bestehende Kombination (Tab. II) wesentlich richtschärfer als die durch Tabelle I dargestellte (Antenne und Rahmen) (Fig. 4). Für horizontal einfallende Wellen haben beide Anordnungen dagegen die gleiche Charakteristik.

3. $\gamma = 0;\ \alpha = 90^0;\ \beta \gtrless 0.$

(In der Vertikalebene $\alpha = 90^0$ verlaufender Strahl.)

Als Gleichung der Charakteristik ergibt sich

$$r = b\cos\beta$$

in Übereinstimmung mit der im vorigen Abschnitt behandelten Kombination.

4. $\gamma \gtrless 0;\ \alpha = 90^0;\ \beta \gtrless 0.$

(In der Vertikalebene $\alpha = 90^0$ einfallender nicht mehr normal polarisierter Strahl.)

Die Gleichung der Charakteristik lautet für diesen Fall

$$r = b\cos\beta\cos\gamma\sqrt{1 + \left(\frac{a}{b}\right)^2 \mathrm{tg}^2\beta\,\mathrm{tg}^2\gamma + \sqrt{2}\left(\frac{a}{b}\right)\mathrm{tg}\,\beta\,\gamma}$$

Parallel- oder Breitenstellung zweier geknickter Antennen.

Kombiniert man zwei geknickte Antennen (s. Fig. 5), deren gleiche Charakteristiken, wie zuvor gezeigt, dargestellt werden konnten durch die Gleichung

$$f = b \cos\beta \cos\gamma \sqrt{1 + m^2 \cos^2 \alpha \cos^2 \beta + \sqrt{2}\, m \cos\alpha \cos\beta}$$

$$m = \left(\frac{2a}{b}\right)\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)$$

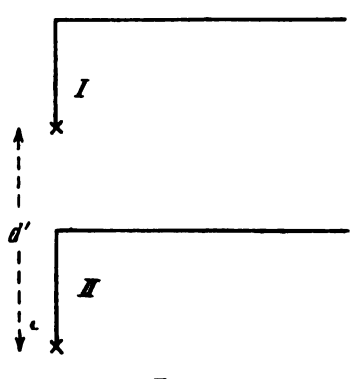


Fig. 5.

Parallelstellung.		Einzelantenne.
	$\frac{d'}{\lambda} = \frac{1}{2}$; $m = 1$	$m = 1$
$\alpha =$ 0°	$r = 3{,}70\, b$	$r = 1{,}85\, b$
30°	2,43 b	1,72 b
45°	1,40 b	1,58 b
60°	0,58 b	1,40 b
90°	0,00 b	1,00 b
120°	0,31 b	0,73 b
135°	0,63 b	0,71 b
150°	1,03 b	0,73 b
180°	1,54 b	0,77 b

Parallelstellung.		Einzelantenne.	
$\frac{r_{0^\circ}}{r_{max}} = 0{,}66$		$\frac{r_{30^\circ}}{r_{max}} = 0{,}93$	
$\frac{r_{60^\circ}}{r_{max}} = 0{,}38$	$\frac{r_{90^\circ}}{r_{max}} = 0{,}0$	$\frac{r_{60^\circ}}{r_{max}} = 0{,}87$	$\frac{r_{90^\circ}}{r_{max}} = 0{,}54$
$\frac{r_{120^\circ}}{r_{max}} = 0{,}08$		$\frac{r_{120^\circ}}{r_{max}} = 0{,}4$	
$\frac{r_{150^\circ}}{r_{max}} = 0{,}28$		$\frac{r_{150^\circ}}{r_{max}} = 0{,}4$	

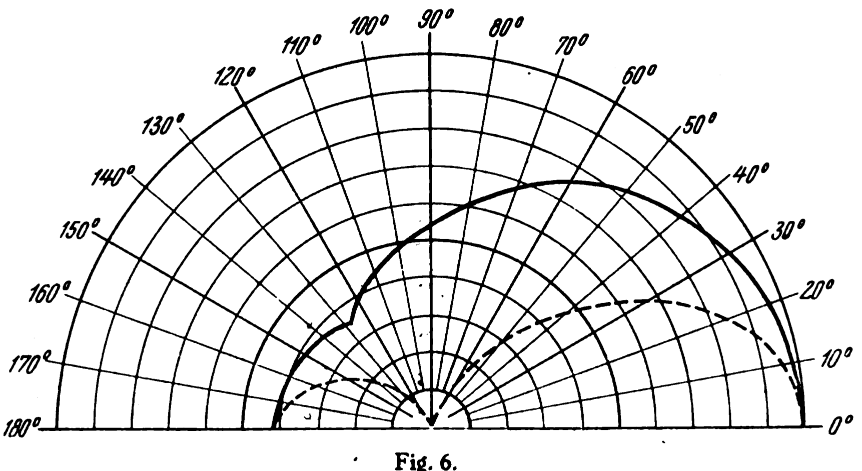


Fig. 6.

——— 1 Antenne. — — — Doppelantenne.

so erhält man als Charakteristik der Kombination

$$r = 2b \cos\beta \cos\gamma \sqrt{1 + m^2 \cos^2\alpha \cos^2\beta + \sqrt{2}\, m \cos\alpha \cos\beta}\; \cos\left(\frac{\pi d'}{\lambda} \sin\alpha \cos\beta\right)$$

(d' bedeutet den Abstand der beiden Antennen.)

1. $\gamma = 0$; $\beta = 0$; $\alpha \gtrless 0$.

(Wellen in der Horizontalebene mit normaler Polarisation.)

Die Gleichung der Charakteristik lautet

$$r = 2b \sqrt{1 + m^2 \cos^2\alpha + \sqrt{2}\, m \cos\alpha}\; \cos\left(\frac{\pi d'}{\lambda} \sin\alpha\right)$$

Die Seitenstrahlung der Kombination verschwindet, wenn $\frac{d'}{\lambda} = \frac{1}{2}$ gemacht wird.

Die folgende Tabelle enthält die als Funktion von α berechneten r-Werte, wobei m = 1 und $\frac{d'}{\lambda} = \frac{1}{2}$ angenommen worden ist und daneben die entsprechenden der Einzelantennen.

Aus den Tabellen geht hervor, daß die Richtschärfe der Kombination für alle Einfallswinkel α sehr viel größer ist als die der Einzelantennen (Fig. 6). Ändert man den Abstand d' der beiden Antennen, so erhält man, wie die folgende Tabelle zeigt, auch verschiedenartige Charakteristiken.

	$\frac{d'}{\lambda} = \frac{3}{4}$ $(m = 1)$	$\frac{d'}{\lambda} = 1{,}0$	$\frac{d'}{\lambda} = 1{,}5$
$\alpha =$ 0°	$r = 3{,}70\, b$	$r = 3{,}70\, b$	$r = 3{,}70\, b$
30°	1,32 b	**0,00 b**	2,43 b
45°	0,30 b	1,95 b	3,14 b
60°	1,27 b	2,55 b	1,65 b
90°	1,41 b	2,00 b	**0,00 b**
120°	0,66 b	1,33 b	0,86 b
135°	0,13 b	0,86 b	1,39 b
150°	0,56 b	**0,00 b**	1,03 b
180°	1,54 b	1,54 b	1,54 b

Vergleicht man die Schärfe der Richtcharakteristiken für $\frac{d'}{\lambda} = \frac{1}{2}$ und $\frac{3}{4}$ miteinander, so ergibt sich besonders für kleine Einfallswinkel α eine Überlegenheit der letzteren Kombination, die aber in das Gegenteil verkehrt wird für Strahlen, die in der Nähe von $\alpha = 90^0$ einfallen.

Die Winkelwerte α, für die die Empfangswirkung Null wird, ergeben sich aus der Gleichung

$$\cos\left(\frac{\pi d'}{\lambda} \sin\alpha\right) = 0 \text{ oder}$$

$$\sin\alpha = \frac{1}{2\left(\frac{d'}{\lambda}\right)} \quad \text{bzw.} \quad \frac{3}{2\left(\frac{d'}{\lambda}\right)} \quad \text{usw.}$$

Die Seitenstrahlung verschwindet nur dann, wenn $\frac{d'}{\lambda}$ ein ungerades Vielfaches von $\frac{\pi}{2}$ ist. Von dem Wert dieses Verhältnisses hängt auch die Winkelgröße α ab, bei der die Empfangswirkung zu Null wird. Macht man $\frac{d'}{\lambda} = \frac{1}{2}$, so erhält man zwei Nullstellen ($\alpha = 90^0$ und 270^0). Wird $\frac{d'}{\lambda} = \frac{3}{2}$, so erscheinen an Stelle von 2 Nullstellen deren 4 ($\alpha = 90^0$, 270^0, $19^0\,28'$, $160^0\,32'$); für $\frac{d'}{\lambda} = \frac{5}{2}$ würde man 6 erhalten usw.

2. $\gamma = 0;\ \alpha = 0;\ \beta \gtrless 0.$
(In der Vertikalebene $\alpha = 0$ einfallender Strahl.)

Als Gleichung der Charakteristik ergibt sich

$$r = 2\,b\cos\beta\sqrt{1 + m^2\cos^2\beta + \sqrt{2}\,m\cos\beta}$$

d. h. ihr Verlauf ist unabhängig von dem Verhältnis

$$\frac{\text{Abstand der beiden Antennen}}{\text{Wellenlänge}}$$

und entspricht vollkommen dem der Einzelantenne.

b) Reihenstellung zweier geknickter Antennen.

Für den Fall, daß die beiden geknickten Antennen in Reihe aufgestellt sind, erhält man als Gleichung der Charakteristik ihrer Kombination (Kunstphase von 180° eingeführt)

$$r = 2\,b\sqrt{1 + m^2\cos^2\alpha\cos^2\beta + \sqrt{2}\,m\cos\alpha\cos\beta}\;\sin\left(\frac{\pi d'}{\lambda}\cos\alpha\cos\beta\right)$$

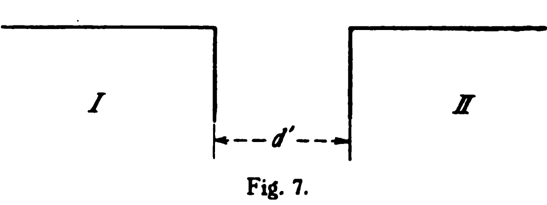


Fig. 7.

Praktisch interessiert dieser Fall weniger als der folgende, der dadurch gekennzeichnet ist, daß die beiden Antennen unmittelbar nebeneinander stehen, d. h. $d' = 0$ wird und außerdem die Richtung der Schenkel entgegengesetzt ist (s. Fig.).

Die Gleichung der Charakteristik wird hier

$$r = b\cos\beta\cos\gamma\left\{\sqrt{1 + m^2\cos^2\alpha\cos^2\beta + \sqrt{2}\,m\cos\alpha\cos\beta} - \sqrt{1 + m^2\cos^2\alpha\cos^2\beta - \sqrt{2}\,m\cos\alpha\cos\beta}\right\}$$

1. $\gamma = 0;\ \beta = 0;\ \alpha \gtrless 0.$
(Normal polarisierter, horizontal einfallender Strahl.)

Die Charakteristik wird dargestellt durch die Gleichung

$$r = b\left\{\sqrt{1 + m^2\cos^2\alpha + \sqrt{2}\,m\cos\alpha} - \sqrt{1 + m^2\cos^2\alpha - \sqrt{2}\,m\cos\alpha}\right\}$$

Ihr Verlauf ergibt sich aus der folgenden Tabelle, die unter der Annahme $m = 1$ berechnet worden ist.

α	r	$r = b\cos\alpha$: α	$r = b\cos\alpha$: r
0°	1,08 b	0°	1,00 b
30°	0,995 b	30°	0,87 b
45°	0,87 b	45°	0,71 b
60°	0,66 b	60°	0,50 b
90°	0,00 b	90°	0,00 b
120°	0,66 b	120°	0,50 b
135°	0,87 b	135°	0,71 b
150°	0,995 b	150°	0,87 b
180°	1,08 b	180°	1,00 b
$\frac{r_{30^0}}{r_{max}} = 0{,}92$		$\frac{r_{30^0}}{r_{max}} = 0{,}87$	
$\frac{r_{60^0}}{r_{max}} = 0{,}61$		$\frac{r_{60^0}}{r_{max}} = 0{,}50$	

Wie aus der Tabelle hervorgeht, besteht die Richtcharakteristik der Antennenkombination aus zwei gleich großen, symmetrisch zur Ordinatenachse liegenden Figuren, deren Maxima sich an den Stellen $\alpha = 0^0$ und 180^0 befinden, während für $\alpha = 90^0$ die Empfangswirkung Null wird.

Vergleicht man diese Charakteristik mit der einer Rahmenantenne, so zeigt sich, daß zwar die Maxima und Minima bei beiden an den gleichen Stellen von α liegen, die Richtschärfe aber bei der Rahmenantenne größer ist als bei der Kombination (Fig. 8).

2. $\gamma = 0;\ \alpha = 0;\ \beta \gtrless 0.$
(In der Vertikalebene ($\alpha = 0$) einfallende, normal polarisierte Welle.)

Als Gleichung der Charakteristik ergibt sich in diesem Fall

$$r = b\cos\beta\left\{\sqrt{1 + m^2\cos^2\beta + \sqrt{2}\,m\cos\beta} - \sqrt{1 + m^2\cos^2\beta - \sqrt{2}\,m\cos\beta}\right\}$$

d. h. sie ist symmetrisch zur Ordinatenachse.

3. $\gamma = 0;\ \alpha = 90^0;\ \beta \gtrless 0.$
(In der Vertikalebene $\alpha = 90^0$ einfallende Welle.)

Die Gleichung der Charakteristik lautet

$$r = 0.$$

Senkrecht zur Antennenrichtung einfallende Wellen ($\alpha = 90^0$) ergeben unabhängig von der Neigung und der Polarisation keinerlei Empfangswirkung.



Einfluß des endlichen Abstandes des Senders vom Empfänger auf den Verlauf der Charakteristik.

Allen vorhergehenden Betrachtungen lag die Annahme zu Grunde, daß die Entfernung des Senders vom Empfangsort so groß gewählt sein sollte, daß die auf die beiden Antennen der Kombination fallenden Strahlen als parallel angesehen werden konnten.

Läßt man diese Voraussetzung fallen, so werden die Gleichungen für die Richtcharakteristiken eine andere Form annehmen, wie im folgenden an einigen einfachen Fällen gezeigt werden soll.

oder

$$r_1 - r_2 = d \cos \alpha \frac{2}{\sqrt{1 + \frac{d}{r} \cos \alpha + \left(\frac{d}{2r}\right)^2} + \sqrt{1 - \frac{d}{r} \cos \alpha + \left(\frac{d}{2r}\right)^2}}$$

Daraus berechnet sich die natürliche Phasendifferenz φ_1 zu

$$\frac{2\pi d}{\lambda} \cos \alpha \frac{2}{\sqrt{1 + \frac{d}{r} \cos \alpha + \left(\frac{d}{2r}\right)^2} + \sqrt{1 - \frac{d}{r} \cos \alpha + \left(\frac{d}{2r}\right)^2}}$$

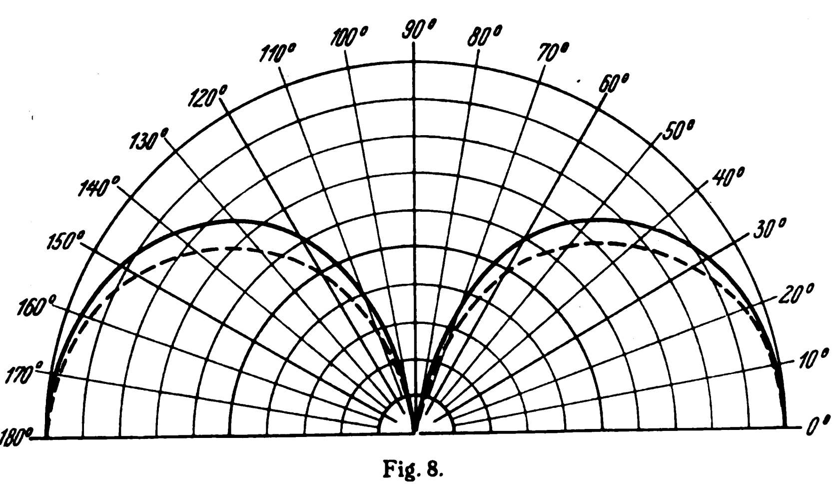


Fig. 8.
——— Antennenkombination. – – – Rahmenantenne.

Es möge genügen, sich nur auf den Fall der Horizontalebene zu beschränken.

Vorausgesetzt werden zwei im Abstand d voneinander aufgestellte ungerichtete, gleichartige Antennen A_1 und A_2

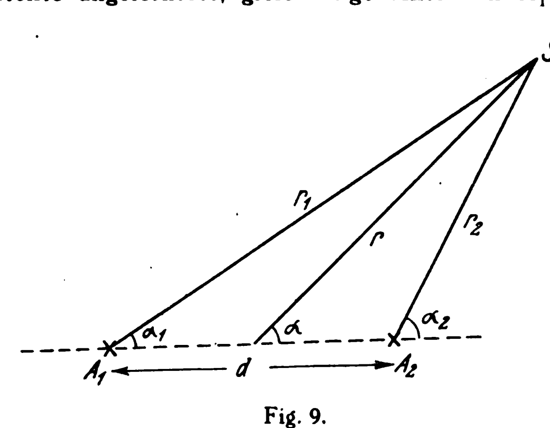


Fig. 9.

(gerade Drähte). Der Sender S habe von beiden die Abstände $SA_1 = r_1$ bzw. $SA_2 = r_2$ und von der Mitte M ihrer Fußpunktlinie die Entfernung $SM = r$. Die Winkel dieser Verbindungslinien seien mit α_1, α_2 und α bezeichnet. Aus der Figur ergibt sich dann (Fig. 9).

$$r_1^2 = r^2 + rd \cos \alpha + \frac{d^2}{4} \quad \text{und}$$

$$r_2^2 = r^2 - rd \cos \alpha + \frac{d^2}{4}$$

Für die Wegdifferenz der Wellen $r_1 - r_2$ folgt hieraus

$$r_1 - r_2 = \frac{2\, dr \cos \alpha}{\sqrt{r^2 + rd \cos \alpha + \frac{d^2}{4}} + \sqrt{r^2 - rd \cos \alpha + \frac{d^2}{4}}}$$

Die Gleichung der Charakteristik der obigen Kombination nimmt hiermit die Form an

$$R = 2a \cos \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \frac{2}{\sqrt{1 + \frac{d}{r} \cos \alpha + \left(\frac{d}{2r}\right)^2} + \sqrt{1 - \frac{d}{r} \cos \alpha + \left(\frac{d}{2r}\right)^2}} \right)$$

oder, wenn man eine Kunstphase von 180° zusetzt

$$R = 2a \sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \frac{2}{\sqrt{1 + \frac{d}{r} \cos \alpha + \left(\frac{d}{2r}\right)^2} + \sqrt{1 - \frac{d}{r} \cos \alpha + \left(\frac{d}{2r}\right)^2}} \right)$$

Ist $\frac{d}{r}$ klein, so kann man für diesen Ausdruck auch schreiben

$$R = 2\, a \sin \left\{ \frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \left(1 - \frac{d^2}{8 r^2} \sin^2 \alpha \right) \right\}$$

Setzt man endlich r als unendlich groß voraus, so erhält man in Übereinstimmung mit den früher abgeleiteten Formeln

$$R = 2\, a \cos \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \right) \text{ bzw.}$$

$$R = 2\, a \sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \right)$$

In den folgenden Tabellen sind die R-Werte für einige Verhältnisse $\frac{d}{r}$ berechnet worden, und zwar gibt Tabelle I für $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$; $\frac{d}{r} = \frac{1}{10}$; Tabelle II für $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{4}$; $\frac{d}{r} \infty$ klein; Tabelle III $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{10}$; $\frac{d}{r} = \frac{1}{5}$; Tabelle IV $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{10}$; $\frac{d}{r} \infty$ klein.

	Tabelle I. $\frac{d}{\lambda}=\frac{1}{4}$; $\frac{d}{r}=\frac{1}{10}$	Tabelle II. $\frac{d}{\lambda}=\frac{1}{4}$; $\frac{d}{r}$ ∞ klein	Tabelle III. $\frac{d}{\lambda}=\frac{1}{10}$; $\frac{d}{r}=\frac{1}{5}$	Tabelle IV. $\frac{d}{\lambda}=\frac{1}{10}$; $\frac{d}{r}$ ∞ klein
∞ 0°	$r = 1{,}414\ a$	$r = 1{,}414\ a$	$r = 0{,}6283\ a$	$r = 0{,}6283\ a$
30°	1,2521 a	1,2525 a	0,5434 a	0,5441 a
45°	1,0539 a	1,0545 a	0,4431 a	0,4442 a
60°	0,7645 a	0,7654 a	0,3130 a	0,3142 a
75°	0,4032 a	0,4038 a	0,16265 a	0,1634 a
90°	0,00 a	0,00 a	0,00 a	0,00 a
$\frac{r_{30}}{r_{max}} =$	0,8855	0,8858	0,8648	0,8660
$\frac{r_{75}}{r_{max}} =$	0,2851	0,2856	0,2589	0,2600

Aus der Tabelle ergibt sich, daß mit abnehmender Entfernung des Senders vom Empfangsort prinzipiell eine Verschärfung der Charakteristik eintritt, die aber so gering ist, daß sie praktisch völlig außer acht gelassen werden kann.

Kombination zweier Rahmenantennen bei endlichem Abstand des Senders.

Aus der Figur ergibt sich, daß die beiden Einfallswinkel α_1 und α_2 ausgedrückt durch d, r und α folgende Werte haben

$$\cos\alpha_1 = \frac{\cos\alpha + \frac{d}{2r}}{\sqrt{1 + \frac{d}{r}\cos\alpha + \frac{d^2}{4r^2}}}$$

$$\cos\alpha_2 = \frac{\cos\alpha - \frac{d}{2r}}{\sqrt{1 - \frac{d}{r}\cos\alpha + \frac{d^2}{4r^2}}}$$

Die natürliche Phasendifferenz wird wie zuvor

$$\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda}\cos\alpha\,\frac{2}{\sqrt{1+\frac{d}{r}\cos\alpha+\frac{d^2}{4r^2}}+\sqrt{1-\frac{d}{r}\cos\alpha+\frac{d^2}{4r^2}}}$$

Unter Benutzung der eingangs abgeleiteten Gleichung für die Kombination zweier Antennen[3])

$$R = \sqrt{(f-g)^2 + 4\,f\cdot g\sin^2\frac{\varphi_1}{2}}$$

erhält man als Gleichung der Charakteristik

$$R = a\sqrt{\begin{aligned}&\left\{\frac{\cos\alpha+\frac{d}{2r}}{\sqrt{1+\frac{d}{r}\cos\alpha+\frac{d^2}{4r^2}}}-\frac{\cos\alpha-\frac{d}{2r}}{\sqrt{1-\frac{d}{r}\cos\alpha+\frac{d^2}{4r^2}}}\right\}^2\\ &+4\,\frac{\left(\cos\alpha+\frac{d}{2r}\right)\left(\cos\alpha-\frac{d}{2r}\right)}{\sqrt{\left(1+\frac{d}{r}\cos\alpha+\frac{d^2}{4r^2}\right)\left(1-\frac{d}{r}\cos\alpha+\frac{d^2}{4r^2}\right)}}\\ &\times\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\,\frac{2}{\sqrt{1+\frac{d}{r}\cos\alpha+\frac{d^2}{4r^2}}+\sqrt{1-\frac{d}{r}\cos\alpha+\frac{d^2}{4r^2}}}\right)\end{aligned}}$$

[3]) Dieses Jahrbuch **27**, S. 142, 1926.

Für unendlich großen Abstand r geht er über in

$$R = 2\,a\cos\alpha\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\right)$$

der identisch ist mit dem früher abgeleiteten.

Bei kleinen Werten von $\frac{d}{r}$ kann man für R auch schreiben

$$R = a\sqrt{\frac{d^2}{4r^2}\sin^4\alpha + 4\left\{\cos^2\alpha - \frac{d^2}{4r^2}\sin^2\alpha\,(1+2\cos^2\alpha)\right\}\sin\left\{\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\left(1-\frac{d^2}{8r^2}\sin^2\alpha\right)\right\}}$$

Vergleicht man hiermit die für einen unendlich fernen Sender geltende Gleichung

$$R = 2\,a\cos\alpha\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\right)$$

so sieht man, daß beide für den Fall m-Richtung der Standlinie ankommenden Wellen ($\alpha = 0$) den gleichen Wert

$$R = 2\,a\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)$$

ergeben.

Senkrecht dazu einfallende Wellen ($\alpha = 90°$) liefern aber verschiedene Werte, und zwar

$$R = 0$$

d. h. keine Empfangswirkung bei unendlich entferntem Sender und

$$R = a\,\frac{d}{2r}$$

wenn er sich in endlichem Abstand vom Empfänger befindet.

In diesem Fall spricht die Rahmenkombination auch auf senkrecht zur Standlinie einfallende Wellen an, und zwar um so stärker, je kleiner der Senderabstand gewählt wird.

Die Charakteristik ist zwar symmetrisch zur Ordinatenachse, besteht hier aber nicht mehr aus zwei sich berührenden Kreisen.

Doppelrahmenanordnung bei endlichem Senderabstand.

Diese Kombination bestehend aus 2 Antennen, deren Richtcharakteristiken gleich und von Cardioidenform sind, hat bei endlichem Abstand des Senders eine Charakteristik, die nach dem gleichen Verfahren wie zuvor dargestellt werden kann durch die Gleichung

$$R = a\sqrt{\begin{aligned}&\left\{\frac{\cos\alpha+\frac{d}{2r}}{\sqrt{1+\frac{d}{r}\cos\alpha+\frac{d^2}{4r^2}}}-\frac{\cos\alpha-\frac{d}{2r}}{\sqrt{1-\frac{d}{r}\cos\alpha+\frac{d^2}{4r^2}}}\right\}^2\\ &+4\left(1+\frac{\cos\alpha+\frac{d}{2r}}{\sqrt{1+\frac{d}{r}\cos\alpha+\frac{d^2}{4r^2}}}\right)\left(1+\frac{\cos\alpha-\frac{d}{2r}}{\sqrt{1-\frac{d}{r}\cos\alpha+\frac{d^2}{4r^2}}}\right)\\ &\times\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\,\frac{2}{\sqrt{1+\frac{d}{r}\cos\alpha+\frac{d^2}{4r^2}}+\sqrt{1-\frac{d}{r}\cos\alpha+\frac{d^2}{4r^2}}}\right)\end{aligned}}$$

Sie geht für unendlich großen Abstand r über in

$$R = 2\,a\,(1+\cos\alpha)\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\alpha\right)$$

entsprechend einem früher abgeleiteten Ausdruck[4]). Ist $\frac{d}{r}$ klein, so kann man die obige Gleichung auch schreiben

$$R = a \sqrt{\frac{d^2}{4r^2} \sin^4 \alpha + 4(1 + \cos \alpha) \left\{ (1 + \cos \alpha) - \frac{d^2}{4r^2} \sin^2 \alpha (1 + 2 \cos \alpha) \right\} \sin^2 \left\{ \frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \left(1 - \frac{d^2}{8r^2} \sin^2 \alpha\right) \right\}}$$

Wie bei der zuvor behandelten Rahmenkombination ergeben auch hier die beiden Gleichungen bei unendlichem und endlichem Senderabstand für die Welleneinfallsrichtung $\alpha = 0$ die gleiche Empfangswirkung. Treffen die Wellen dagegen senkrecht zur Standlinie der Antennen auf, so zeigt das System bei endlichem Abstand des Senders eine Empfangswirkung vom Betrage $a \frac{d}{2r}$, während bei unendlich großem Abstand die Seitenstrahlung vollkommen verschwindet.

Einfache Rahmenkombinationen und aus Cardioiden bestehende verhalten sich in dieser Beziehung also gleichartig.

Zusammenfassung.

Die Anwendung der allgemeinen Gleichung der Kombination auf die Braunsche Dreiecksanordnung liefert eine Charakteristik, die unter bestimmten Voraussetzungen einseitig ist. Ihre Richtschärfe in Bezug auf horizontal einfallende Wellen ist geringer als die der aus Rahmen und Antenne bestehenden Kombination (Cardioide). Für geneigt einfallende Strahlen verhalten sich die beiden Anordnungen umgekehrt.

Für die Marconiantenne (*L* Antenne) erhält man nach dem gleichen Verfahren eine Charakteristik, die mit der von Zenneck angegebenen übereinstimmt.

Geneigt einfallende Wellen zeigen ein anderes Verhalten als horizontal verlaufende. Die Charakteristik besteht für sie aus zwei sich berührenden ungleichen Figuren.

Je nachdem man diese Antennenform auffaßt, als Kombination einer ungerichteten und eines aus 2 offenen Antennen gebildeten in 180° Phase schwingenden Paares oder bestehend aus einer ungerichteten und einer Rahmenantenne, nimmt die Gleichung der Charakteristik eine verschiedene Form an, besonders in dem Falle, wo es sich um von oben einfallende Wellen handelt.

Eine Anordnung mit stark vergrößerter Richtschärfe erhält man, wenn zwei geknickte Antennen in Parallelstellung kombiniert werden. Hierbei verschwindet die Seitenstrahlung ($\alpha = 90°$ bzw. $270°$) vollkommen.

Kombiniert man zwei geknickte Antennen in Reihenstellung im Abstand Null voneinander, so besitzt das so entstehende Antennengebilde eine Richtcharakteristik, die große Ähnlichkeit mit der des normalen Rahmens aufweist. Für horizontal einfallende Wellen ist die Richtschärfe des Rahmens etwas größer als die der Doppelantenne. In Bezug auf geneigt einfallende Wellen dagegen spricht die letztere weit weniger gut an als die Rahmenantenne, ihre Richtschärfe ist also größer.

Unter der Voraussetzung eines endlichen Abstandes des Senders vom Empfangsort nehmen die Charakteristiken der Kombinationen eine etwas andere Form an.

Bei der aus zwei ungerichteten Antennen bestehenden Kombination erfolgt eine geringe, aber praktisch vollkommen belanglose Verschärfung der Charakteristik.

Kombiniert man zwei Rahmenantennen oder zwei Antennen mit Cardioidencharakteristik (Doppelrahmenanordnung), so tritt bei endlichem Senderabstand auch bei senkrecht zur Antennenstandlinie einfallenden Wellen eine Empfangswirkung auf, die aber mit wachsendem Abstand zu Null abnimmt.

Bei den praktisch vorhandenen Abständen zwischen eigenem Sender und Empfänger (Duplexanordnung) dürfte aber der Einfluß der geänderten Charakteristik wohl kaum ins Gewicht fallen.

Jena, den 28. September 1926.

(Eingegangen am 1. Oktober 1926.)

[4]) Jahrbuch d. drahtl. Telegraphie 28, S. 6, 1926.

Über die Verstärkung von im Hörbereich liegenden Schwingungen mit Widerstandsverstärkern.

Von **Albrecht Forstmann.**

Das Prinzip der Verstärkung im Hörbereich liegender sogenannter niederfrequenter Schwingungen unter Verwendung von Verstärkern, bei denen die Kopplung der Röhren durch hochohmige Widerstände und Kapazitäten erfolgt, ist kein neues; bereits ein Patent aus dem Jahre 1914[1]) gibt diese Art der Kopplung an.

Durch die in jüngster Zeit vielfach angewandten Spezialröhren für Widerstandsverstärker, die einen sehr kleinen Durchgriff besitzen, muß die Dimensionierung der Schaltung aber von anderen Gesichtspunkten aus bestimmt werden als bisher, wenn solche Verstärker alle innerhalb des Hörbereichs liegenden Schwingungen, also solche von etwa 16 bis 16000 Hertz, praktisch gleichmäßig durchlassen sollen.

Zur Feststellung der zweckmäßigsten Dimensionierung solcher Verstärker zur Verstärkung des Bandes niederfrequenter Schwingungen wurden daher vom Verfasser gemeinsam mit den Herren Hammer und Zwirner Untersuchungen angestellt, die zu folgenden theoretischen Ergebnissen führten, deren Richtigkeit sich durch Versuch nachweisen läßt.

Bei den widerstands-kapazitätsgekoppelten Gliedern eines Verstärkers handelt es sich bekanntlich um eine Spannungsverstärkung. Der Wirkungsgrad einer als Spannungsverstärker arbeitenden Röhre ist gegeben durch die von Barkhausen[2]) aufgestellte Beziehung

$$W = \frac{1}{D} \cdot \frac{\mathfrak{R}_a}{\mathfrak{R}_a + \mathfrak{R}_i} \tag{1}$$

Aus dieser Formel ergibt sich der Wirkungsgrad einer

[1]) V. St. Am. Pat. Nr. 1129943 vom 28. Mai 1914.

[2]) Barkhausen, Elektronenröhren, I. Bd., S. 112, 1924.

Röhre als Spannungsverstärker unter Berücksichtigung der hier vorliegenden Verhältnisse zu

$$W = \frac{1}{D} \cdot \frac{\frac{|\mathfrak{R}_a|}{R_i} + \cos(\varphi_i - \varphi_a)}{\frac{|\mathfrak{R}_a|}{R_i} + \frac{R_i}{|\mathfrak{R}_a|} + 2\cos(\varphi_i - \varphi_a)} \qquad (1a)$$

Für die unterste Frequenz des Bereichs hörbarer Schwingungen wird der äußere Widerstand praktisch lediglich bestimmt durch den eingeschalteten Hochohmwiderstand; $\mathfrak{R}_a$ und $\mathfrak{R}_i$ sind dann also phasengleich, Formel (1a) geht daher für die untere Grenzfrequenz über in den Ausdruck

$$W \approx \frac{1}{D} \cdot \frac{R_a}{R_a + R_i}$$

Für die höchste Frequenz wird, wenn der Widerstand der scheinbaren Kapazität klein gegenüber dem eingeschalteten Hochohmwiderstand ist,

$$W \approx \frac{1}{D} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_a|^2}{|\mathfrak{R}_a|^2 + R_i^2} .$$

Man erreicht hiernach einen guten Wirkungsgrad als Spannungsverstärker einmal, wenn man Röhren mit möglichst kleinem Durchgriff[2]) und kleinem wirksamen inneren Widerstand verwendet, andererseits, wenn man den wirksamen äußeren Widerstand groß gegenüber dem inneren Röhrenwiderstand machen kann.

Will man nun eine gleichmäßige Verstärkung aller niederfrequenten Schwingungen erzielen, so muß man ferner dafür sorgen, daß der Wirkungsgrad als Spannungsverstärker für alle Frequenzen des ganzen Bandes praktisch konstant bleibt, d. h. hier, daß der Wert $\frac{\mathfrak{R}_a}{\mathfrak{R}_a + \mathfrak{R}_i}$ sich innerhalb des Bandes nicht so verändert, daß Frequenzverzerrungen entstehen.

Um die hier maßgebenden Einflüsse kennen zu lernen, müssen wir uns einmal mit der Schaltung eines solchen Verstärkers beschäftigen.

Das bekannte prinzipielle Schaltbild zweier Röhren, die unter Verwendung von Widerständen und Kapazitäten miteinander gekoppelt sind, zeigt die Fig. 1, in die die zu berücksichtigenden Nebenschlußwege, die maßgebenden Einfluß auf die Verstärkung gewinnen können, punktiert eingezeichnet sind.

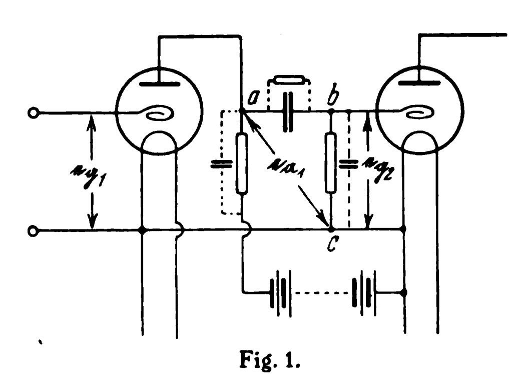


Fig. 1.

Zur Vereinfachung der Betrachtungsweise dient uns nun das für die Fig. 1 in Fig. 2 gegebene Ersatzschema.

Wir ersehen hieraus, daß der wirksame Widerstand der Anode gegen die Kathode ein zusammengesetztes Gebilde ist, dessen Größe bei hohen Frequenzen im wesentlichen durch die schädlichen Parallelkapazitäten bestimmt wird, deren Einfluß wiederum um so größer sein wird, je kleiner der Durchgriff der für den Verstärker in Anwendung kommenden Röhren ist, da ja die hier maßgebende dynamische Kapazität gegeben ist durch die Beziehung

$$C_{sch} = C_{ak} + C_{gk} + C_{ga}(1 + V \cdot v) \;^{3)} \qquad (2)$$

wobei $v = f[(\varphi_i - \varphi_a)]$ ist.

Bis zur Herstellung von Spezialröhren für Widerstandsverstärkung, die ausgehend von England Verbreitung fanden[4]), wurden für diese Verstärkerart Röhren mit verhältnismäßig großem Durchgriff verwendet, deren wirksamer innerer Widerstand verhältnismäßig klein war. Um den durch den Durchgriff der Röhren gegebenen maximalen Wirkungsgrad als Spannungsverstärker möglichst gut auszunutzen, benötigte man daher auch nur verhältnismäßig niedrige Widerstandswerte für die im Anodenkreis eingeschalteten Hochohmwiderstände. Da ferner der Wert des Gitterableitewiderstandes bei solchen Verstärkern in der Regel auch ein Mehrfaches des im Anodenkreis liegenden Hochohmwiderstandes betrug, so war es für die praktische Betrachtung solcher Verstärker vollkommen ausreichend, wenn man den Wirkungsgrad nur unter Berücksichtigung der reinen Verlustwiderstände betrachtete, da die schädlichen Parallelkapazitäten bei diesen Größenordnungen praktisch noch nicht für Niederfrequenz in Erscheinung traten.

Nachdem man aber neuerdings vielfach Röhren mit sehr kleinem Durchgriff in dieser Verstärkerart anwendet und damit sehr hohe Widerstandswerte in Frage kommen[5]), so ist die bisherige Betrachtungsweise, die auf einer Gleichsetzung von $\mathfrak{R}_a$ mit R_a beruhte, nicht mehr anwendbar, sondern der äußere Widerstand ist vektoriell zu betrachten.

Die Tatsache, daß die prinzipiell lange bekannten Widerstandsverstärker verschiedenster Dimensionierung bis vor kurzem praktisch wenig angewandt wurden, lag an dem Fehlen genügend einwandfreier — also konstanter, nach-

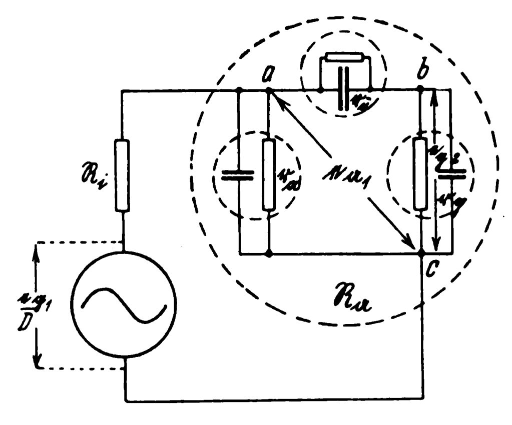


Fig. 2.

wirkungsfreier, feuchtigkeits-unempfindlicher und von der angelegten Spannung unabhängiger — Hochohmwiderstände, wie sie neuerdings von verschiedenen Seiten hergestellt werden.

---

[3]) Vgl. auch Möller, Die Elektronenröhren, 2. Aufl., S. 58, 1922 und Schrader, Über Kapazitäten in Elektronenröhren, ds. Jahrbuch 24, S. 33.

[4]) Für Rundfunkempfangszwecke wurden Röhren mit kleinem Durchgriff als Spezialröhren für Widerstandsverstärker erstmalig in England benützt und zwar vornehmlich die Type DE 5b der Marconi-Gesellschaft (vgl. Wir. Weekly 6, 10, 232, 1925, 8. April u. 27. Mai; Wir. World 16, 281, 1925, 8. April).

[5]) Die erste Schaltung, die hohe Widerstände, kleine Röhrendurchgriffe, niedrige Anodenströme usw. verwendet, ist in der Patentschrift zum DRP. Nr. 351687 vom 16. Oktober 1917 enthalten.

Unter Berücksichtigung des in Fig. 2 gegebenen Ersatzschemas erhalten wir den wirksamen Widerstand der Anode gegen die Kathode durch Aufstellung folgender Beziehung:

$$\frac{1}{\mathfrak{R}_a} = \frac{1}{\mathfrak{r}_a} + \frac{1}{\mathfrak{r}_ü + \mathfrak{r}_g} = \frac{\mathfrak{r}_a + \mathfrak{r}_ü + \mathfrak{r}_a}{\mathfrak{r}_a\,(\mathfrak{r}_ü + \mathfrak{r}_g)}$$

für $\mathfrak{R}_a$ erhalten wir dann den Wert

$$\mathfrak{R}_a = \frac{\mathfrak{r}_a\,(\mathfrak{r}_ü + \mathfrak{r}_g)}{\mathfrak{r}_a + \mathfrak{r}_ü + \mathfrak{r}_g} \tag{3}$$

setzen wir diesen Wert in Formel (1) ein, so erhalten wir für den Wirkungsgrad einer Röhre als Spannungsverstärker den Ausdruck

$$W = \frac{\mathfrak{e}_{a_1}}{\mathfrak{e}_{g_1}} = \frac{1}{D} \cdot \frac{\mathfrak{r}_a\,(\mathfrak{r}_ü + \mathfrak{r}_g)}{\mathfrak{r}_a\,(\mathfrak{r}_ü + \mathfrak{r}_g) + \mathfrak{R}_i\,(\mathfrak{r}_a + \mathfrak{r}_ü + \mathfrak{r}_g)} \tag{4}$$

Unter Berücksichtigung dieses Ergebnisses erhalten wir für die Steilheit der Arbeitskennlinie S_A den Wert

$$S_A = \frac{1}{D} \cdot \frac{1}{\mathfrak{R}_a + \mathfrak{R}_i} = \frac{1}{D} \cdot \frac{\mathfrak{r}_a + \mathfrak{r}_ü + \mathfrak{r}_g}{\mathfrak{r}_a\,(\mathfrak{r}_ü + \mathfrak{r}_g) + \mathfrak{R}_i\,(\mathfrak{r}_a + \mathfrak{r}_ü + \mathfrak{r}_g)} \tag{5}$$

Die Arbeitskennlinie können wir mit Gleichstrom angenähert richtig nur für niedrige Frequenzen aufnehmen, besonders, wenn der wirksame innere Röhrenwiderstand sehr groß ist.

Gelegentlich veröffentlichte, mit Gleichstrom aufgenommene „Arbeitskennlinien" haben, da Frequenzverzerrungen gar nicht berücksichtigt werden, nur relative Bedeutung. Bei Aufnahme solcher „Arbeitskennlinien" ist dann vielfach noch der Fehler gemacht worden, die Emission so zu wählen, daß die statischen Kennlinien im krummlinigen Teil geschnitten wurden[6]), also auch Amplitudenverzerrungen nicht berücksichtigt wurden.

Noch ein weiteres Moment ist zu beachten. Bei der bisherigen Betrachtungsweise setzte man den Wirkungsgrad als Spannungsverstärker gleich dem Verstärkungsgrad, d. h. man setzte die Anodenwechselspannung einer Röhre gleich der Gitterwechselspannung der folgenden ohne Berücksichtigung der Frequenz. Das war auch praktisch richtig, solange man die Kapazität der Übertragungskondensatoren groß wählte, so daß sein Widerstand für alle Frequenzen des zu verstärkenden Bandes genügend klein war gegenüber dem Gitterableitewiderstande der nächsten Röhre. Da nun in letzter Zeit vielfach Verstärker verbreitet waren, deren Kopplungskondensatoren mit Rücksicht auf die in diesen Fällen nicht zutreffende Forderung B a r k h a u s e n s[7]), daß die Kapazität des Kopplungskondensators lediglich groß gegenüber der Kapazität Gitter/Kathode der folgenden Röhre sein müsse, sehr kleine Kapazitätswerte zeigten, so muß auch hinsichtlich der hier maßgebenden Verhältnisse Klarheit geschaffen werden.

Die Übertragung der Betrachtungsweise, die als Widerstand der Anode gegen die Kathode nur den Ohmschen Widerstand des Anodenkreises zugrunde legte und ferner den Spannungsabfall am Übertragungskondensator nicht berücksichtigte, und die früher bei solchen Verstärkern auf Grund der erwähnten Dimensionierung statthaft war, ist daher nicht mehr anwendbar, sobald die Widerstände der Schaltmittel und Röhren sehr hohe Werte annehmen, da dann bisher zu vernachlässigende Faktoren für die praktischen Ergebnisse ausschlaggebende Bedeutung gewinnen. Verschiedene Veröffentlichungen, die sich der erstgenannten Betrachtungsweise bei letztgenannten Fällen bedienten, mußten daher zu praktisch wenig brauchbaren Resultaten führen.

Der Wirkungsgrad einer Röhre als Spannungsverstärker, wie ihn B a r k h a u s e n angibt und wie wir ihn in Formel (4) spezifiziert haben, gibt uns nun das Verhältnis der Anodenwechselspannung einer Röhre zu der an ihr Gitter gelegten an, er berücksichtigt also nur die zwischen den Punkten *a* und *c* der Fig. 2 liegenden Wechselspannungen. Da wir aber den Elektronenstrom der folgenden Röhre steuern wollen, so interessieren uns vor allem die hierfür zur Verfügung stehenden Wechselspannungen, also die zwichen den Punkten *b* und *c* der Fig. 2 liegenden.

Die diese Gitterwechselspannungen ergebende Beziehung ist aus der Fig. 2 leicht ablesbar, und zwar erhält man für sie den Wert

$$\mathfrak{e}_{g_2} = \frac{\mathfrak{r}_1}{\mathfrak{r}_ü + \mathfrak{r}_g} \cdot \mathfrak{e}_{a_1} \tag{6}$$

Wenn wir die vorstehende Gleichung nach $\mathfrak{e}_{a_1}$ umformen und den so gefundenen Wert in die Formel (4) einsetzen, so ergibt sich für W der Ausdruck

$$W = \frac{(\mathfrak{r}_ü + \mathfrak{r}_a) \cdot \mathfrak{e}_{a_2}}{\mathfrak{r}_g \cdot \mathfrak{e}_{g_a}} = \frac{1}{D} \cdot \frac{\mathfrak{r}_a \cdot \mathfrak{r}_g}{\mathfrak{r}_a\,(\mathfrak{r}_ü + \mathfrak{r}_g) + \mathfrak{R}_i\,(\mathfrak{r}_a + \mathfrak{r}_ü + \mathfrak{r}_g)} \tag{7}$$

Als den uns interessierenden wahren Verstärkungsgrad einer Röhre im Widerstandsverstärker V erhalten wir dann aus der Formel (7) das Verhältnis der Gitterwechselspannungen wie folgt:

$$V = \frac{\mathfrak{e}_{g_2}}{\mathfrak{e}_{g_1}} = \frac{1}{D} \cdot \frac{\mathfrak{r}_a \cdot \mathfrak{r}_g}{\mathfrak{r}_a\,(\mathfrak{r}_ü + \mathfrak{r}_g) + \mathfrak{R}_i\,(\mathfrak{r}_a + \mathfrak{r}_ü + \mathfrak{r}_g)} = \frac{1}{D} \cdot \frac{\mathfrak{R}_a}{\mathfrak{R}_a + \mathfrak{R}_i} \cdot \frac{\mathfrak{r}_g}{\mathfrak{r}_ü + \mathfrak{r}_g} \tag{8}$$

Allgemein erhält man für den Verstärkungsgrad einer Röhre als Spannungsverstärker unter Berücksichtigung der hier vorliegenden Verhältnisse den Wert

$$V = \frac{1}{D} \cdot \frac{\frac{|\mathfrak{R}_a|}{R_i} + \cos(\varphi_i - \varphi_a)}{\frac{|\mathfrak{R}_a|}{R_i} + \frac{R_i}{|\mathfrak{R}_a|} + 2(\cos\varphi_i - \varphi_a)} \cdot \frac{\frac{|\mathfrak{r}_g|}{|\mathfrak{r}_ü|} + \cos(\varphi_ü - \varphi_g)}{\frac{|\mathfrak{r}_g|}{|\mathfrak{r}_ü|} + \frac{|\mathfrak{r}_ü|}{|\mathfrak{r}_g|} + 2\cos(\varphi_ü - \varphi_g)} \tag{8a}$$

Für die untere Grenzfrequenz geht dieser Ausdruck über in

$$V \approx \frac{1}{D} \cdot \frac{R_a}{R_a + R_i} \cdot \frac{|\mathfrak{r}_g|^2}{|\mathfrak{r}_g|^2 + |\mathfrak{r}_ü|^2}$$

Für die Frequenz Null wird $|\mathfrak{r}_ü| = \infty$ und damit

$$V = 0.$$

Für die obere Grenzfrequenz des Bandes hörbarer Schwingungen wird

$$V \approx \frac{1}{D} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_a|^2}{|\mathfrak{R}_a|^2 + R_i^2} \cdot \frac{|\mathfrak{r}_g|}{|\mathfrak{r}_g| + |\mathfrak{r}_ü|}$$

da $|\mathfrak{r}_ü| \lll |\mathfrak{r}_g|$ wird, so wird hier

$$V \approx \frac{1}{D} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_a|^2}{|\mathfrak{R}_a|^2 + R_i^2}$$

Aus diesen Formeln läßt sich der ungefähre Verlauf der Kurve für V in Abhängigkeit von der Frequenz unschwer

[6]) Vgl. hierzu z. B. M. v. A r d e n n e , Über die Konstruktion von Arbeitskennlinien bei Verstärkern mit Widerstandskopplung, ds. Jahrbuch 27, S. 50, 1926.

[7]) B a r k h a u s e n , Elektronenröhren, I. Bd., S. 112, 1924.

erkennen. Die Kurve hat für die Frequenz Null den Wert Null, da dann $\mathfrak{r}_{ü}$, welches maßgebend durch die Kapazität des Kopplungskondensators bestimmt wird, den Wert ∞ hat. Der Wert für V wird dann mit zunehmender Frequenz solange zunehmen, bis der Einfluß des infolge Abnahme des Wertes von $\mathfrak{r}_{ü}$ mit zunehmender Frequenz steigenden Wertes $\frac{\mathfrak{r}_a}{\mathfrak{r}_ü + \mathfrak{r}_g}$ durch den Einfluß des infolge der Parallelkapazitäten mit steigender Frequenz fallenden Wertes $\frac{\mathfrak{R}_a}{\mathfrak{R}_a + \mathfrak{R}_i}$ kompensiert ist. Von diesem Punkte an wird der Wert für V wieder mit zunehmender Frequenz fallen.

Die Frequenz, bei der die Kompensation der Einflüsse der beiden genannten Werte stattfindet, stellt die optimal verstärkte Frequenz des Kopplungssystems, quasi seine Resonanzfrequenz dar.

Für bekannte Größen der Formel (8) erhalten wir die optimal verstärkte Frequenz in bekannter Weise aus der Maximumbedingung, also aus der Differentialbeziehung

$$\frac{d\,V}{d\,\omega} = 0 \tag{9}$$

Für unsere weiteren Untersuchungen benötigen wir die optimal verstärkte Frequenz nicht.

Die optimal verstärkte Frequenz ist bei gleichen Systemen von der Anzahl der Verstärkerstufen unabhängig, die Kurve für V wird aber mit zunehmender Röhrenzahl spitzer, aus diesem Grunde ist auch die Zahl der Systeme, also die Anzahl der Verstärkerstufen bei unseren weiteren Betrachtungen zu berücksichtigen.

Wir hatten festgestellt, daß der Wert für V für eine bestimmte Frequenz ein Maximum hat, während die Verstärkung mit zu- und abnehmenden Frequenzen fällt. Wir müssen also die Bedingungen aufstellen, die zu erfüllen sind, um für die tiefste und höchste Frequenz des zu verstärkenden Bandes praktisch keine Benachteiligung gegenüber der optimal verstärkten Frequenz zu erhalten.

Es sei hier kurz auf eine von anderer Seite aufgestellte Betrachtungsweise eingegangen [8]).

Die Dimensionierung eines Widerstandsverstärkers erfolgte dort unter Berücksichtigung einer mittleren Frequenz. Dies ist ein Irrtum in der Problemstellung. Wollen wir, daß ein Verstärker den Bereich hörbarer Schwingungen gleichmäßig verstärkt, so können wir dies nur erreichen, wenn wir den Verstärkungsgrad der Grenzfrequenzen des Bandes hörbarer Schwingungen zur optimal verstärkten Frequenz in eine bestimmte Relation bringen.

Die in genannter Arbeit gebrachte Formel

$$V = \frac{1}{D} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a| + R_{i_a}}$$

die allgemein gültig sein soll, ist in dieser Form unrichtig, da sie Phasengleichheit von $|\mathfrak{R}_a|$ und R_{i_a} verlangt, die bedingungsgemäß ausgeschlossen sein soll, außerdem würde sie nur den Wirkungsgrad, nicht aber den Verstärkungsgrad berücksichtigen.

Die weiterhin vorgenommene Auseinanderziehung vorgenannter Formel und die Ermittlung des Optimums von $|\mathfrak{R}_a|$ nur aus einem Teil der Formel ist vom physikalischen Widerspruch der Methode abgesehen auch mathematisch nicht angängig und führt daher auch zu dem falschen Ergebnis, daß $|\mathfrak{R}_a| = R_{i_a}$ sein müßte, um für die Dimensionierungsfrequenz ein Optimum an Verstärkung zu erhalten. Wie leicht einzusehen, ist diese Rechnung und ihr Resultat abwegig; bei hiernach vorgenommener Dimensionierung würde die maximale Verstärkungsmöglichkeit der Röhre für die Frequenz, für die der Verstärker dimensioniert sein soll, nur etwa zur Hälfte ausgenutzt sein.

[8]) Vgl. M. v. Ardenne, Ein Vergleich zwischen Transformatorenverstärker und Widerstandsverstärker, ds. Jahrbuch **27**, S. 167, 1926.

Übersehen ist bei genannter Arbeit auch, daß die Dimensionierung für eine optimal zu verstärkende Frequenz ohne Berücksichtigung von Übertragungskondensator und Widerstand Gitter—Kathode der nächsten Röhre gar nicht möglich ist.

Wir wollen unsere Betrachtungen bezüglich der Feststellung der Bedingungen für die Grenzfrequenzen lediglich auf den Verstärker beschränken, wir wollen also einmal annehmen, daß die an den Eingang des Verstärkers gelegten Wechselspannungen von der Frequenz nicht abhängig sind und wollen ferner annehmen, daß der am Ausgang des Verstärkers liegende Indikator auf alle Frequenzen gleich gut anspricht.

Zunächst sollen nun die Grenzbedingungen, denen der Verstärker mit Rücksicht auf die tiefste Frequenz des zu verstärkenden Bandes genügen muß, festgestellt werden.

Wir hatten bei der Diskussion der Formel (8) gesehen, daß der Wert für V von den untersten Frequenzen, beginnend mit zunehmender Frequenz infolge Anwachsen des Wertes $\frac{\mathfrak{r}_a}{\mathfrak{r}_ü + \mathfrak{r}_g}$ steigt. Die Steigerung dieses Wertes beruht auf der Abnahme des Scheinwiderstandes des Übertragungskondensators mit wachsender Frequenz. Dieser Wert wird nun um so schneller bei gleicher Frequenzsteigerung abnehmen, je größer bei gleichem $\mathfrak{r}_g$ die Kapazität des Übertragungskondensators ist. Es wird daher eine Grenze geben, die $\mathfrak{r}_ü$ nicht überschreiten darf, wenn nicht eine Benachteiligung der untersten Frequenzen des zu verstärkenden Bandes eintreten soll.

Nehmen wir nun an, daß eine praktisch merkliche Beeinträchtigung einer Frequenz dann eintritt, wenn deren Spannungsverstärkung ½ derjenigen der optimal verstärkten Frequenz ist, d. h. dann, wenn die Leistung für die betreffende Frequenz im Ausgang des Verstärkers ¼ derjenigen der optimal verstärkten Frequenz ist, — die Gitterwechselspannung geht ja quadratisch in die Leistung ein, — so kann man, wenn die Werte für V, $\mathfrak{r}_a$, $\mathfrak{r}_ü$, $\mathfrak{r}_a$ usw. für die tiefste Frequenz des zu verstärkenden Bandes mit V_t, $\mathfrak{r}_{a_t}$, $\mathfrak{r}_{ü_t}$, $\mathfrak{r}_{g_t}$ usw. und die entsprechenden Werte für die optimal verstärkte Frequenz mit V_0, $\mathfrak{r}_{a_0}$, $\mathfrak{r}_{ü_0}$, $\mathfrak{r}_{g_0}$ usw. bezeichnet werden, folgende Bedingungen aufstellen

$$V_t = \frac{1}{2} \cdot V_o \tag{10}$$

berücksichtigt man noch die Anzahl der Verstärkerstufen, so erhält man bei der Verwendung gleicher Systeme, wenn man deren Zahl mit n bezeichnet,

$$V_t^n = \frac{1}{2} \cdot V_0^n$$

beziehungsweise

$$V_t = \frac{1}{\sqrt[n]{2}} \cdot V_0 \tag{11}$$

nach Einsetzen der Werte für V_t und V_o unter Berücksichtigung der Formel (8) erhalten wir dann

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\mathfrak{r}_{a_t} \cdot \mathfrak{r}_{g_t}}{\mathfrak{r}_{a_t}(\mathfrak{r}_{ü_t} + \mathfrak{r}_{g_t}) + \mathfrak{R}_i(\mathfrak{r}_{a_t} + \mathfrak{r}_{ü_t} + \mathfrak{r}_{g_t})} = \\ &= \frac{1}{\sqrt[n]{2}} \cdot \frac{\mathfrak{r}_{a_0} \cdot \mathfrak{r}_{g_0}}{\mathfrak{r}_{a_0}(\mathfrak{r}_{ü_0} + \mathfrak{r}_{g_0}) + \mathfrak{R}_i(\mathfrak{r}_{a_0} + \mathfrak{r}_{ü_0} + \mathfrak{r}_{g_0})} \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Aus dieser Beziehung kann nun der Grenzwert, den $\mathfrak{r}_{\ddot{u}_t}$ haben darf, um keine praktisch merkbare Vernachlässigung der tiefsten Frequenzen des zu verstärkenden Bandes herbeizuführen, nicht ermittelt werden, da eine Reihe anderer Größen der Formel unbekannt sind. Wir müssen daher zur Ermittlung des Grenzwertes, den $\mathfrak{r}_{\ddot{u}_t}$ haben darf, den Weg einer Näherungslösung beschreiten.

Für V können wir statt des in Formel (8) gegebenen Wertes auch sagen $\frac{e_{a_1}}{e_{g_1}} \cdot \frac{\mathfrak{r}_g}{\mathfrak{r}_{\ddot{u}} + \mathfrak{r}_g}$ (wobei wir annehmen, daß die Frequenz auf e_{g_1} ohne Einfluß ist). Setzen wir nun entsprechende Werte in die Formel (11) ein, so erhalten wir

$$\frac{\mathfrak{r}_{g_t}}{\mathfrak{r}_{\ddot{u}_t} + \mathfrak{r}_{g_t}} \cdot e_{a_{1t}} = \frac{1}{\sqrt[n]{2}} \cdot \frac{\mathfrak{r}_{g_o}}{\mathfrak{r}_{\ddot{u}_o} + \mathfrak{r}_{g_o}} \cdot e_{a_{i_o}} \tag{13}$$

Der Wert $e_{a_{1t}}$ wird sich nun von dem Werte $\frac{\mathfrak{r}_{g_o}}{\mathfrak{r}_{\ddot{u}_o} + \mathfrak{r}_{g_o}} \cdot e_{a_{i_o}}$ nicht wesentlich unterscheiden, und zwar um so weniger, je niedriger die optimal verstärkte Frequenz ist. Wir können praktisch hinreichend genau sagen

$$e_{a_{1t}} = \frac{\mathfrak{r}_{a_o}}{\mathfrak{r}_{\ddot{u}_o} + \mathfrak{r}_{g_o}} \cdot e_{a_{1_o}}$$

berücksichtigen wir dies bei der Formel (13), so erhalten wir die Beziehung

$$\frac{\mathfrak{r}_{g_t}}{\mathfrak{r}_{\ddot{u}_t} + \mathfrak{r}_{g_t}} = \frac{1}{\sqrt[n]{2}} \tag{14}$$

Aus diesem Ausdruck erhalten wir nun durch Umformen nach $\mathfrak{r}_{\ddot{u}_t}$ für dies den Wert

$$|\mathfrak{r}_{\ddot{u}_t}| = |\mathfrak{r}_{g_t}| \sqrt{\sqrt[n]{2} - 1} \tag{15}$$

Der Grenzwert des Schweinwiderstandes des Übertragungskondensators, der wegen des erforderlichen hohen Isolationswiderstandes — dieser muß im allgemeinen in der Größenordnung von 10^9 Ohm liegen, — praktisch durch die Kapazität des Kondensators bestimmt wird, ist also einmal abhängig vom wirksamen Widerstand des Gitters gegen die Kathode bei der auf den Kondensator folgenden Röhre, und zwar für die tiefste Frequenz des Bandes, also 16 Hertz, — er wird praktisch bestimmt durch die Größe des eingeschalteten Gitterableitewiderstandes, — und ferner von der Anzahl der Systeme. Je kleiner der eingeschaltete Gitterableitewiderstand, — seine Größe ist nach oben durch die Zeitkonstante begrenzt, — bzw. je größer die Anzahl der Verstärkerstufen ist, um so größer muß die den Scheinwiderstand des Kondensators im wesentlichen bestimmende Kapazität sein.

Es sei hier kurz auf folgende Tatsache hingewiesen: Der Isolationswiderstand des Kondensators bestimmt wesentlich den im Gitterkreis fließenden Strom, hierbei wird das Gitterpotential mit durch die Größe des Gitterableitewiderstandes bestimmt. Diese Verhältnisse, auf die Barkhausen[9]) schon hingewiesen hat, können wesentlichen Einfluß auf die Dimensionierung gewinnen.

Ein näheres Eingehen auf die hier mitsprechenden nicht ganz einfach liegenden Verhältnisse, ebenso wie auf die durch evtl. negative Gitterstromcharakteristiken bedingten Einflüsse, würde den Rahmen dieser Arbeit überschreiten und sei daher besonderen Untersuchungen vorbehalten.

[9]) Barkhausen, Elektronenröhren, I. Bd., S. 113/114, 1924

Da wir nun nicht die Werte, die der optimal verstärkten Frequenz entsprechen, bei unseren Ermittlungen zugrundegelegt haben, sondern nur angenähert gleiche, aber etwas günstigere, so wird V_t auch einen günstigeren Wert als

$$\frac{1}{\sqrt[n]{2}} \cdot V_0$$

annehmen. Dieser günstigere Wert kann aber nicht nur von Vorteil sein, sondern sogar notwendig, evtl. sogar noch zu gering sein, nämlich dann, wenn schon die Wechselspannungsamplituden des Eingangsgitters bzw. der Ausgangsindikator von der Frequenz nicht unabhängig sind.

Nach Aufstellung der Bedingungen, die hinsichtlich der untersten Grenzfrequenz zu erfüllen sind, sollen nun noch die für oberste Grenzfrequenz maßgebenden festgestellt werden.

Wie bei den tiefsten Frequenzen das Verhältnis $\frac{\mathfrak{r}_g}{\mathfrak{r}_{\ddot{u}} + \mathfrak{r}_g}$ bestimmend ist für die Größe der Verstärkung, ist es bei den oberhalb der optimal verstärkten Frequenz liegenden Frequenzen das Verhältnis $\frac{\mathfrak{R}_a}{\mathfrak{R}_a + \mathfrak{R}_i}$. Es kommt nun darauf an, auch für die oberste Frequenz des zu verstärkenden Bandes $\frac{\mathfrak{R}_a}{\mathfrak{R}_i}$ so groß zu machen, daß eine merkliche Benachteiligung der obersten Grenzfrequenz gegenüber der optimal verstärkten nicht in Frage kommt. Da nun der Wert von $\mathfrak{R}_a$ für die oberste Grenzfrequenz im wesentlichen durch die Kapazitäten der Röhre und Leitungen gegeben ist, so kommt es darauf an, festzustellen, wie groß $\mathfrak{R}_i$ werden darf, um gegenüber diesem Werte von $\mathfrak{R}_a$ nicht zu groß zu werden.

Als innerer Widerstand kommt der Widerstand in Frage, der in den von den Arbeitskennlinien geschnittenen Teilen der statischen Kennlinien besteht. Da die statischen Kennlinien an diesen Teilen, also für das Arbeitsgebiet, geradlinig sein müssen, so folgt daraus, daß der statische Sättigungsstrom der Röhren und damit die Heizleistung entsprechend klein sein muß. Der Sättigungsstrom ist hierbei abhängig von der Anodenspannung und der Größe des im Anodenkreis liegenden Hochohmwiderstandes, er sollte praktisch im Maximum angenähert gegeben sein durch den Ausdruck

$$J_{s_{\max}} = \frac{2\,E_a}{R_a}$$

im Minimum allerdings auch durch den Ausdruck

$$J_{s_{\min}} = \frac{E_a}{R_a}$$

seine Größe kann daher nur zwischen diesen beiden Werten schwanken, da man sonst Amplitudenverzerrungen, z. B. Gleichrichtereffekte und sehr störende Oberschwingungen erhalten würde. Ein genaues Eingehen auf die hier mitsprechenden Verhältnisse würde den Rahmen dieser Arbeit überschreiten, darf im Prinzip auch als bekannt vorausgesetzt werden.

Nennen wir nun die Werte für V, $\mathfrak{r}_a$, $\mathfrak{r}_{\ddot{u}}$, $\mathfrak{r}_g$ usw. für die höchste Frequenz des zu verstärkenden Bandes V_h, $\mathfrak{r}_{a_h}$, $\mathfrak{r}_{\ddot{u}_h}$, $\mathfrak{r}_{g_h}$ usw., die entsprechenden Werte für die optimal verstärkte Frequenz wieder V_0, $\mathfrak{r}_{a_0}$, $\mathfrak{r}_{\ddot{u}_0}$, $\mathfrak{r}_{g_0}$ usw., so können wir analog Formel (10) wieder folgende Bedingung aufstellen

$$V_h = \frac{1}{2} \cdot V_o \tag{16}$$

bzw. wir können analog Formel (11) bei n-Systemen sagen

$$V_h = \frac{1}{\sqrt[n]{2}} \cdot V_o \tag{17}$$

nach Einsetzen der entsprechenden Werte für V erhalten wir

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\mathfrak{r}_{a_h} \cdot \mathfrak{r}_{g_h}}{\mathfrak{r}_{a_h} (\mathfrak{r}_{\text{ü}_h} + \mathfrak{r}_{g_h}) + \mathfrak{R}_i (\mathfrak{r}_{a_h} + \mathfrak{r}_{\text{ü}_h} + \mathfrak{r}_{g_h})} = \\ &= \frac{1}{\sqrt[n]{2}} \cdot \frac{\mathfrak{r}_{a_0} \cdot \mathfrak{r}_{g_0}}{\mathfrak{r}_{a_0} (\mathfrak{r}_{\text{ü}_0} + \mathfrak{r}_{g_0}) + \mathfrak{R}_i (\mathfrak{r}_{a_0} + \mathfrak{r}_{\text{ü}_0} + \mathfrak{r}_{g_0})} \end{aligned}\right\} \tag{18}$$

Genauer müßte man für den Wurzelexponenten sagen $n - b$, wobei der Faktor b den gesamten geringeren Einfluß, den die Gitter—Anodenkapazität der ersten und der letzten Röhre des Verstärkers auf die Verstärkung hat, berücksichtigt. Da b verhältnismäßig klein sein wird, evtl. sogar gering negativ werden kann, so soll es hier vernachlässigt werden.

Ebenso wie wir aus der Formel (12) den Wert für $\mathfrak{r}_{\text{ü}}$ nicht ermitteln konnten, da nicht alle anderen Größen der Gleichung bekannt waren, so ergeben auch die obigen Beziehungen kein Ergebnis für $\mathfrak{R}_i$, es ist also auch hier eine Näherungslösung erforderlich.

Bei genügender Größe der Kapazität des Kopplungskondensators, insbesondere, wenn dessen Größe unter Benutzung der Formel (15) festgestellt ist, kann praktisch mit hinreichender Genauigkeit gesagt werden

$$\frac{\mathfrak{r}_{g_h}}{\mathfrak{r}_{\text{ü}_h} + \mathfrak{r}_{g_h}} = 1$$

ebenso können wir angenähert richtig sagen

$$\frac{\mathfrak{r}_{g_0}}{\mathfrak{r}_{\text{ü}_0} + \mathfrak{r}_{g_0}} = 1$$

Sehen wir wieder von Frequenzbenachteiligungen außerhalb des Verstärkers ab, so können wir an Stelle der Formel (17) auch sagen

$$\frac{\mathfrak{R}_{a_h}}{\mathfrak{R}_{a_h} + \mathfrak{R}_i} = \frac{1}{\sqrt[n]{2}} \cdot \frac{\mathfrak{R}_{a_0}}{\mathfrak{R}_{a_0} + \mathfrak{R}_i} \tag{19}$$

Bei Verwendung großer Kapazitäten für die Übertragungskondensatoren wird nun die optimal verstärkte Frequenz bei ziemlich niedrigen Werten liegen, wir können dann mit hinreichender Genauigkeit sagen

$$\frac{\mathfrak{R}_{a_0}}{\mathfrak{R}_{a_0} + \mathfrak{R}_i} = \frac{R_a}{R_a + R_i}$$

je geringer der Unterschied dieser beiden Größen ist, um so besser wird auch die Verstärkungsmöglichkeit der Schaltung ausgenutzt.

Wegen der nur angenähert richtigen Vorbedingungen werden wir auch hier günstigere Werte erzielen, als ursprünglich beabsichtigt war, d. h. der Verstärker wird auch noch ein schmales Band höherer Frequenzen unbenachteiligt durchlassen, als verlangt wird. Da aber auch hier außerhalb des Verstärkers liegende Frequenzbenachteiligungen nicht berücksichtigt wurden, so wird auch hier die Näherungslösung von praktischerer Bedeutung sein, als es die genaue Lösung sein würde.

Unter Berücksichtigung des vorstehend Gesagten können wir statt der Formel (19) auch sagen

$$\frac{\mathfrak{R}_{a_h}}{\mathfrak{R}_{a_h} + \mathfrak{R}_i} = \frac{1}{\sqrt[n]{2}} \cdot \frac{R_a}{R_a + R_i} \tag{20}$$

Nennen wir nun den Wert $\frac{R_a}{R_a + R_i} = a$ und setzen diesen Wert in vorstehende Formel ein, so erhalten wir

$$\frac{\mathfrak{R}_{a_h}}{\mathfrak{R}_{a_h} + \mathfrak{R}_i} = \frac{a}{\sqrt[n]{2}} \tag{21}$$

Nach $\mathfrak{R}_i$ umgeformt, erhalten wir für den Maximalwert, den dieser Wert haben darf, den Ausdruck

$$R_i = |\mathfrak{R}_{a_h}| \sqrt{\frac{\sqrt[n]{2}}{a} - 1} \tag{22}$$

also einen ganz ähnlichen, wie wir ihn auch in Formel (15) gefunden haben.

Der hier für R_i gefundene Wert ist das Maximum, welches R_i mit Rücksicht auf die schädlichen Kapazitäten überhaupt haben darf. Der Einfluß ohmscher Widerstände auf die Größe des äußeren Scheinwiderstandes für die höchste Frequenz ist also hier vernachlässigt. Gewinnen die ohmschen Widerstände wesentlichen Einfluß auf die Größe des Schweinwiderstandes von $|\mathfrak{R}_a|$ für die höchste Frequenz des Bandes hörbarer Schwingungen, so kann der $\cos(\varphi_i - \varphi_a)$ nicht mehr vernachlässigt werden und der Grenzwert für R_i liegt entsprechend tiefer.

Die dynamische Kapazität für die obere Grenzfrequenz errechnet sich unter Berücksichtigung der Bedingungsgleichung (21) entsprechend der Formel (2) zu

$$C_{sch} = C_{ak} + C_{gk} + C_{ga}\left(1 + \frac{a \cdot v}{\sqrt[n]{2} \cdot D}\right) \tag{23}$$

Das Maximum für die Größe des inneren Röhrenwiderstandes ist also abhängig einmal von der Größe des wirksamen Widerstandes der Anode gegen die Kathode, — dieser wird im wesentlichen bestimmt durch den Scheinwiderstand der Kapazitäten der Röhre und Zuleitungen, —, für die höchste Frequenz also 16 000 Hertz von der Anzahl der Verstärkerstufen und ferner auch davon, wie groß der Wert a, der zur Ausnutzung der durch den Röhrendurchgriff gegebenen maximalen Verstärkungsmöglichkeit der Röhre möglichst groß sein soll, gemacht werden soll.

Für die praktische Dimensionierung der Schaltung und Röhren wird ferner im wesentlichen auch die Anodenspannung, die im Betrieb angewandt werden soll, ausschlaggebend sein, auf die hierbei mitsprechenden Verhältnisse näher einzugehen, würde den Rahmen dieser Arbeit überschreiten.

In der rechnerischen Behandlung des vorliegenden Problems wurden, wie im einzelnen angegeben, im Interesse der Übersichtlichkeit und Klarheit des Resultates Vernachlässigungen vorgenommen. Beim genaueren Zusehen wird man jedoch feststellen, daß diese auf das Endergebnis ohne merklichen Einfluß sind.

Wesentliche Fragen, die bei der Dimensionierung von Niederfrequenzverstärkern mit Widerstandskopplung zur Verstärkung hörbarer Schwingungen namentlich hinsichtlich der Grenzfrequenzen zu beachten sind, dürften durch vorstehende Ausführungen im großen und ganzen geklärt sein.

Zusammenfassung.

Es werden die Bedingungen für einen Verstärker mit Widerstands-Kapazitäts-Kopplung hergeleitet und besprochen, dessen Verzerrung in einem vorgeschriebenen Bereich hörbarer Frequenzen einen vorgegebenen Betrag nicht überschreitet.

Berlin, den 12. August 1926.

(Eingegangen am 31. 8. 1926.)

Mitteilungen aus der Praxis.

Die Betriebs-Zentrale der Transradio A.-G. für drahtlosen Uebersee-Verkehr.

Von E. Quäck.

Die im Jahre 1922 eingerichtete Betriebszentrale [1]) erfuhr im Jahre 1925 eine völlige Umgestaltung. Die seit ihrer Eröffnung im Laufe der Jahre im Überseedienst gewonnenen Erfahrungen, ferner die Umstellung des Empfangs von Hörbetrieb auf Schreibbetrieb mit Recorder im Interesse des Schnellverkehrs im Überseedienst machten diese neue Einrichtung zu einer dringenden Notwendigkeit.

Die Betriebszentrale ist in Mietsräumen des architektonisch schönen Postamts 24 (Bild 1) an der Ecke der Oranienburger- und Artilleriestraße im zweiten Stock des längs der Artilleriestraße liegenden Flügels untergebracht. Der Umbau erfolgte während des Betriebes, ohne diesen zu stören, und seit Dezember 1925 wurde die neue Einrichtung nach und nach dem Betriebe übergeben. Hand in Hand mit dieser technischen Umstellung ging eine völlig neue Unterrichtung und Unterweisung des Betriebspersonals.

Einen Überblick über die gesamten Einrichtungen der Betriebszentrale gibt der ausführliche Grundriß, der als Bild 2 beigefügt ist. In dem Grundrißplan sind die Raummaße eingezeichnet und die Bedeutung eines jeden Raumes besonders vermerkt, deshalb ist von einer eingehenden Schilderung aller Räume abgesehen. Nur der große Betriebsraum soll etwas näher betrachtet werden.

Die technischen Betriebseinrichtungen befinden sich in der Hauptsache in dem großen Betriebsraume 165/169, und zwar in folgender Unterteilung:

Verkehrsstelle. Raum a). In dieser sind alle Einrichtungen geschaffen, die sich mehr oder minder mit der postalischen Behandlung der Telegramme befassen. Eine Ansicht der Stelle gewährt Bild 3, das von dem Standpunkt I im Grundriß aufgenommen ist. Als Mittelpunkt der ganzen Verkehrsstelle ist die Rohrpostanlage anzusehen. Durch sie werden die nach Übersee abzugebenden Telegramme vom Haupt-Telegraphenamt der Betriebszentrale zugeführt, bzw. es werden die in der Betriebszentrale aufgenommenen Telegramme, die weiter dem Empfänger durch die Telegraphenverwaltung zugestellt werden sollen, durch diese Rohrpostanlage dem Haupt-Telegraphenamt zur Beförderung zugeschickt.



Bild 1.
Postamt 24, Ecke Oranienburger- und Artilleriestraße.
Die Betriebs-Zentrale befindet sich im II. Stockwerk, rechts oben.

In der Verkehrsstelle befindet sich eine Verteilungsstelle. Hier werden die abzugebenden Telegramme nach Telegrammarten, nach den Linien und Zeit des Eingangs geordnet und alsdann den Sendetischen durch Boten zugeführt. Bei Ankunft in der Rohrpoststelle erhält jedes Telegramm durch einen automatischen Zeitstempel, der wie alle übrigen im Betrieb verwandten Zeitstempel von einer Normaluhr gesteuert wird, auf der Rückseite eine Zeitmarke. Vor Abgabe des Telegramms an den Sendetisch wird jedes Telegramm mit einer Laufnummer und Linienbezeichnung versehen, und an Hand einer Kontrolliste wird der richtige Abgang der Telegramme überwacht.

In der Verkehrsstelle ist weiter die Eingangsprüfung der in der Betriebszentrale aufgenommenen Telegramme untergebracht. Die an den Empfangstischen (c) aufgenommenen Telegramme werden, wie noch später erwähnt, durch eine Laufbandanordnung, die von der Firma Zwietusch, Berlin, hergestellt ist, der Eingangsprüfung zugeführt. Nachdem dort die Telegramme auf ihre Richtigkeit geprüft und vorher mit dem Eingangszeitstempel versehen sind, gelangen sie zu der daneben befindlichen Leitstelle. Hier sitzt ein

[1]) Siehe Telefunkenzeitung Nr. 28 vom Juli 1922.

Tafel I.



Bild 3.
Betriebsraum. Verkehrsstelle.



Bild 4.
Betriebsraum.
Rechts: Verkehrsstelle.
Mitte: Funkleitung.
Links: Sendetische, dahinter Empfangstische.
Im Hintergrund: Verteilerschrank.

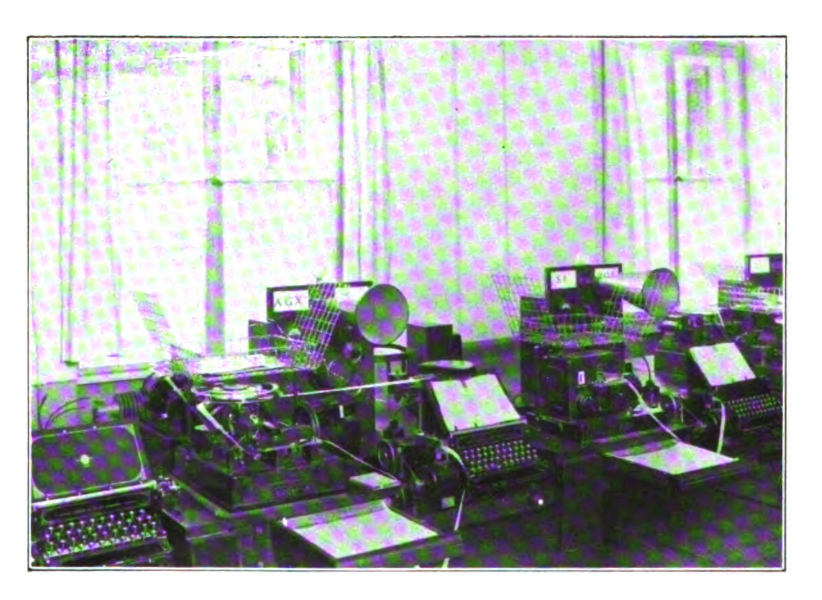


Bild 5.
Sendetische.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Zum Aufsatz E. Quäck,
Die Betriebs-Zentrale der Transradio A.-G.
für drahtlosen Übersee-Verkehr.



Tafel II.



Bild 6.
Betriebsraum.
Rechts vorn: Empfangstische.
Dahinter: Sendetische.
Im Hintergrund: Telegraphenraum (s. Bild 10)
Links Mitte: Funkleitung.



Bild 7.
Empfangstische
(mit Besetzung).



Bild 8.
Empfangstische
(ohne Besetzung).

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Zum Aufsatz E. Quäck,
Die Betriebs-Zentrale der Transradio A.-G.
für drahtlosen Übersee-Verkehr.



Tafel III.

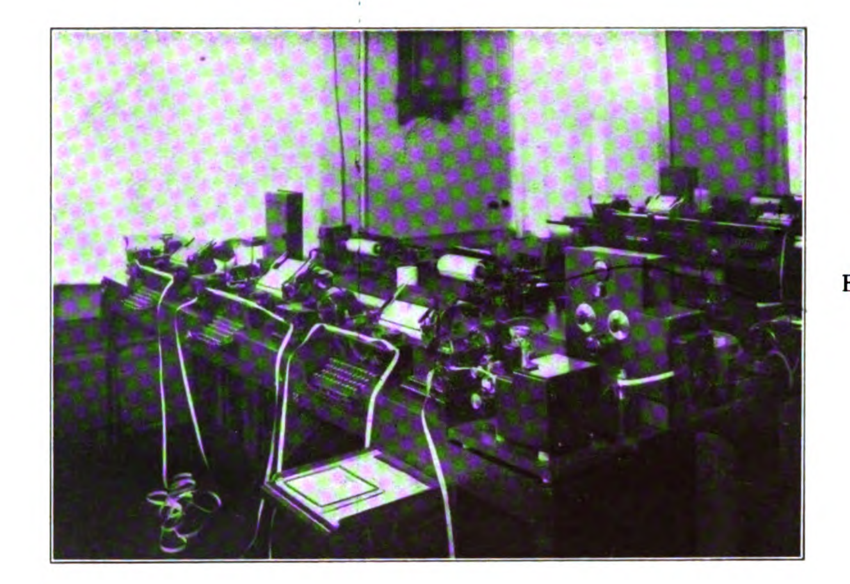


Bild 9.
Empfangstisch mit Apparaten.

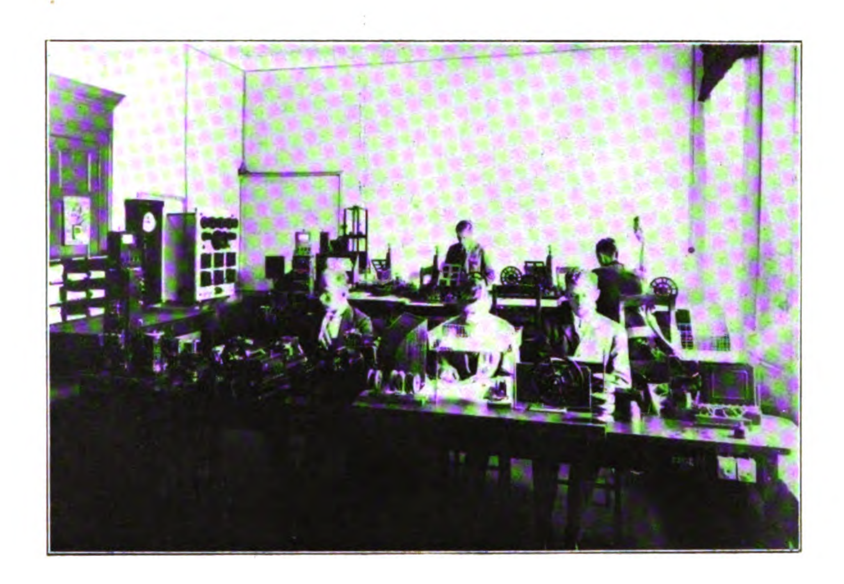


Bild 10.
Betriebsraum.
Telegraphenraum.

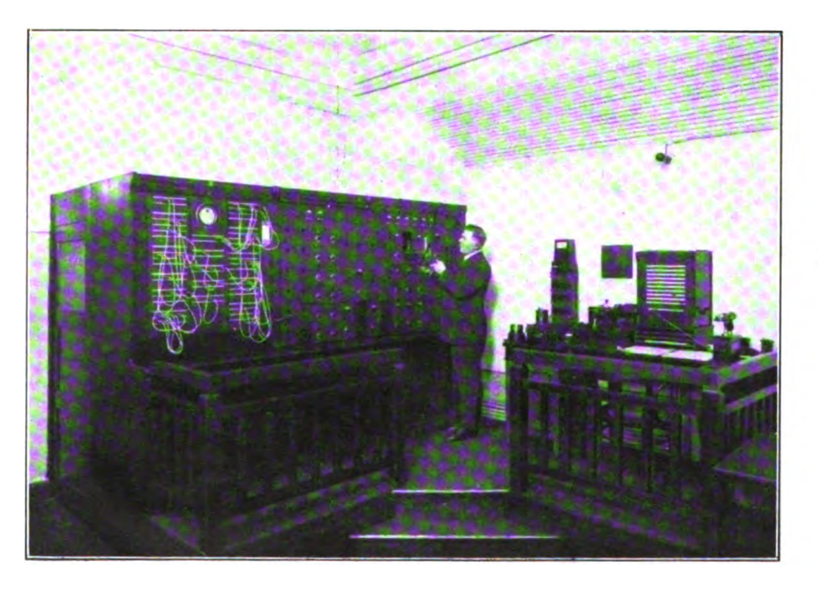


Bild 11.
Verteilerschrank.
Verstärker- bzw. Gleichrichtersätze, herausziehbar.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Zum Aufsatz E. Quäck,
Die Betriebs-Zentrale der Transradio A.-G.
für drahtlosen Übersee-Verkehr.



Leitbeamter der Reichstelegraphenverwaltung, der die Telegramme gleichzeitig mit dem richtigen Leitvermerk für die Weiterbeförderung durch die Reichspost versieht. Das aufgenommene Telegramm geht dann zur elektrischen Kopiermaschine. Die bei anderen Gesellschaften übliche Methode, die an dem Empfangstisch aufgenommenen Telegramme mit Durchschlag zu schreiben, ist verlassen worden und dadurch eine Beschleunigung und Verbilligung des Betriebes erzielt. Die Kopiermaschine, die in engstem Zusammenarbeiten mit der Lieferfirma, der Deutschen Maschinenbau- und Vertriebsgesellschaft, Berlin, auf eine hohe Leistungsfähigkeit gebracht wurde, liefert eine saubere Kopie, die sofort getrocknet aus ihr herauskommt. Das kopierte Telegramm wandert durch Boten zur Verteilungsstelle, erhält den Zeitstempel für die abgeschlossene Erledigung in der Beriebszentrale und wird durch die Rohrpostanlage dem Haupt-Telegraphenamt zugeführt.

In der Verkehrsstelle ist auch eine kleine Zusprechstelle eingerichtet, die im Bilde rechts zu erkennen ist. Durch diese können von Kunden durch die Fernsprechlinien der Reichspost innerhalb Berlins Telegramme unmittelbar zugesprochen werden. Die Gebührenberechnung für die abzugebenden Telegramme überwacht der Leitbeamte der Reichspostverwaltung. Umgekehrt werden in der Betriebszentrale aufgenommene Telegramme an Empfänger, die einen solchen Antrag gestellt haben, zugesprochen.

In nächster Nähe der Verteilungsstelle und der Eingangsprüfung befindet sich die Nachforschung. Auf schnellstem Wege werden hier Unstimmigkeiten wie Rückfragen der Gegenstationen erledigt. Das an einem Tage verarbeitete Material, soweit es in der Betriebszentrale verbleibt, wird in der Sortierstelle getrennt nach Eingang und Ausgang einen Tag aufbewahrt, damit durch die Nachforschung Aufklärungen schnellstens gegeben werden können; alsdann wandert das Material einen Stock höher in den Sammelboden.

Die Buchung der abgesandten Telegramme erfolgt nach ihrer Abgabe, die Buchung der empfangenen an Hand der Telegrammkopien, die in der Sortierstelle geordnet aufbewahrt werden.

S e n d e t i s c h e. In dem großen Betriebsraum sind zehn in ganz gleicher Weise gebaute Sendetische (b) aufgestellt. Auf dem Bilde 4), das vom Standpunkt II (siehe Grundriß) aufgenommen ist, gewinnt man einen guten Überblick über die Anordnung der Sendetische. In der Mitte des Bildes sind die Sitzplätze der Funkleitung und des Aufsichtsbeamten zu ersehen. Hinter den Sendetischen sind die Empfangstische aufgestellt, und ganz im Hintergrund steht der Verteilerschrank, von dem später noch Näheres berichtet wird.

Die Aufstellung der einzelnen Apparate auf dem Sendetisch ist so getroffen, daß der Sendebeamte möglichst von allen Handgriffen entlastet ist und sich nur der Abgabe von Telegrammen zu widmen hat. Die auf dem Sendetisch aufgebauten Apparate sind bestimmt:

1. für die Abgabe von Telegrammen;
2. für die Kontrolle der abgegebenen Telegramme;
3. für den Gegenbetrieb mit der Gegenstation (Duplex-Betrieb).

Die Ansicht zweier solcher Sendetische gewährt Bild 5. Etwa in der Mitte des Bildes sieht man in den Sendetisch eingelassen den Stanzapparat nach dem System Creed. Oberhalb der Tastatur wird auf einer schrägen Auflagefläche das abzugebende Telegramm aufgelegt. Der Sendebeamte stanzt nun das Telegramm, und der aus dem Stanz-

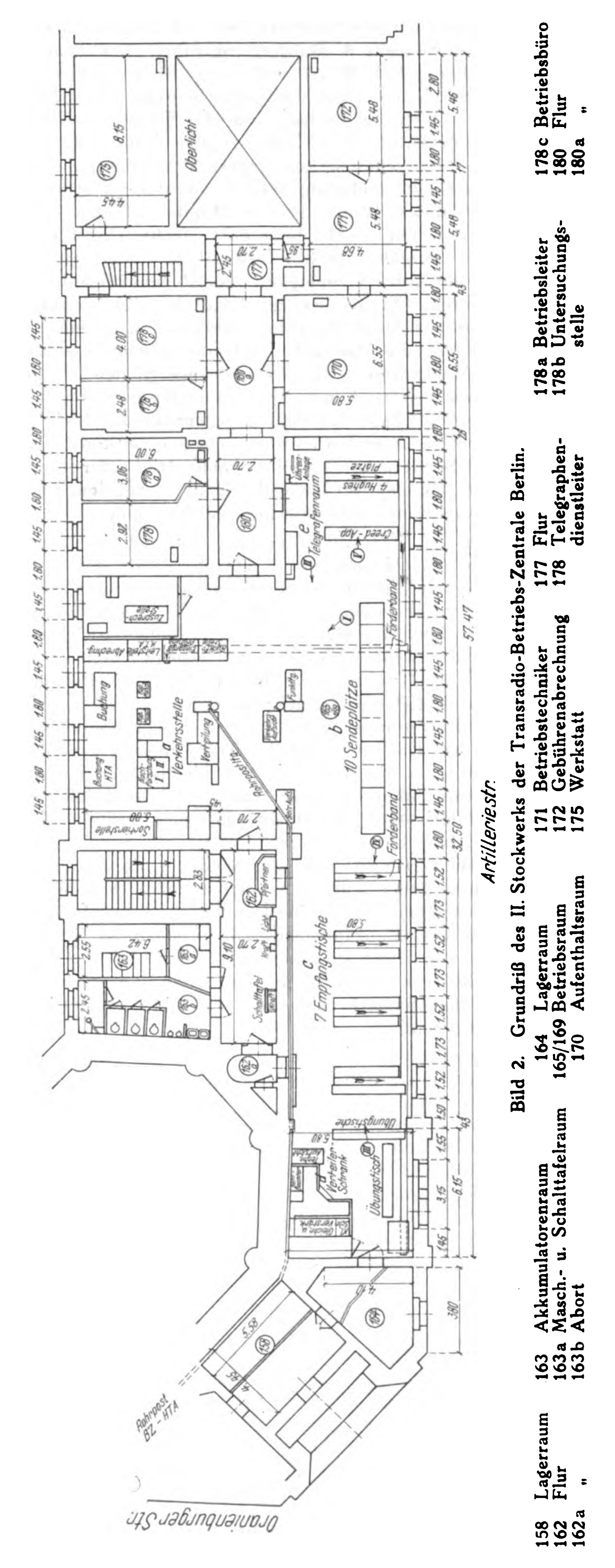


Bild 2. Grundriß des II. Stockwerks der Transradio-Betriebs-Zentrale Berlin.

158 Lagerraum — 162 Flur — 162a " — 163 Akkumulatorenraum — 163a Masch.- u. Schalttafelraum — 163b Abort — 164 Lagerraum — 165/169 Betriebsraum — 170 Aufenthaltsraum — 171 Betriebstechniker — 172 Gebührenabrechnung — 175 Werkstatt — 177 Flur — 178 Telegraphendienstleiter — 178a Betriebsleiter — 178b Untersuchungsstelle — 178c Betriebsbüro — 180 Flur — 180a "

apparat herauskommende Stanzstreifen wird dem Maschinengeber (System Siemens & Halske) zugeführt. Das neueste sehr brauchbare Modell ist auf dem Bilde rechts zu erkennen. Durch den Maschinengeber werden über Tastleitungen, die als Kabel verlegt sind, die Sender in Nauen bzw. Eilvese getastet. Der Maschinengeber kann rasch auf verschiedene Geschwindigkeiten eingestellt werden; so kann die Geschwindigkeitsänderung schnell von fünf Worten in der Minute auf 500 Worte in der Minute erfolgen. Der Maschinengeber hat noch besondere technische Einzelheiten; so ist besonders großes Gewicht darauf gelegt, daß die Zeichen mit guter Genauigkeit und Regelmäßigkeit abgegeben werden. Ferner ist die Güte der Zeichen nicht abhängig von der Güte des Stanzstreifens. Unebenheiten im Stanzstreifen, die immerhin auftreten können, werden durch den Mechanismus des Gebers ausgeglichen. Jeder Maschinengeber ist noch mit einer besonderen Einrichtung versehen, um die Länge der Punkte gegenüber den Strichen zu vergrößern, da unter Berücksichtigung der Zeitkonstanten der großen Senderanlagen bei Schnellbetrieb der Punkt etwas länger „dicker" werden muß, damit er bei dem Empfänger noch als Punkt aufgenommen werden kann.

Nachdem das Telegramm gestanzt ist und der Stanzstreifen den Maschinengeber durchlaufen hat, setzt der Sendebeamte sein Signum auf das Formular und führt dieses mit der linken Hand dem automatischen Zeitstempel zu, der rechts neben dem Maschinengeber zu erkennen ist. Durch einen Druck der rechten Hand auf den weißen Knopf an der Vorderkante des Tisches wird der elektrische Zeitstempel bedient. Der Zeitstempel drückt auch das Rufzeichen des Senders auf das Formular, durch den das Telegramm abgegeben worden ist. Darauf kommt das Telegramm in den Sammelkorb, der sich oberhalb des Maschinengebers befindet und wird vom Boten abgeholt und zur Sortierstelle gebracht. Von dem Motor des Maschinengebers wird eine Aufwickelvorrichtung betätigt, durch die der Stanzstreifen von selbst aufgewickelt wird. Falls der Sendebeamte eine Nachricht von Hand geben will, so benutzt er unter Abschaltung des Maschinengebers eine kleine Handtaste, die rechts neben der Tastatur des Stanzapparates zu erkennen ist. Hat er längere Zeit von Hand zu arbeiten, so kann er eine Armstütze hochklappen. Unter dem Maschinengeber ist in den Tisch eine Schiebeplatte eingefügt, auf die das Betriebsbuch aufgelegt wird.

K o n t r o l l e i n r i c h t u n g e n. In der Mitte eines jeden Tisches ist ein Schaltkasten aufgebaut. An der linken Seite ist ein Milliamperemeter für die Tastleitung eingeschaltet. An dessen Ausschlag kann erkannt werden, ob die Leitung in Ordnung, und der richtige Taststrom eingestellt ist. Zur Kontrolle der abgegebenen Zeichen des Senders dient ein Lautsprecher. Der Schalltrichter ist am oberen Teil des Schaltkastens angebracht, parallel zum Lautsprecher ist ein Kopfhörer geschaltet. Zur weiteren Kontrolle der abgesandten Zeichen dient eine Recordereinrichtung.

Die von den einzelnen Sendern in Nauen ausgesandten Zeichen werden von besonderen kleineren Empfangsgeräten, den sogenannten Mithörempfängern, die in Geltow aufgestellt sind, aufgenommen und über den Schaltschrank den vorerwähnten Apparaten zugeführt. Der Beamte hört also die gesandten Zeichen ab, bzw. er kann sich davon überzeugen, daß der Sender auch Zeichen sendet. Bei Schnellsenden jedoch vermag das Gehör nicht mehr zu folgen. Es werden die Zeichen dann mit Recorder aufgeschrieben. Hinter dem Stanzapparat ist ein Recorder aufgestellt, wie er auf dem Empfangstisch verwandt wird. Hinter dem Recorder sieht man die horizontal angeordnete Papierrolle für den Recorderstreifen. Dieser läuft, ehe er vom Recorder beschrieben wird, durch eine automatisch betriebene Zeitstempeluhr, die jede Minute die Zeit auf den Streifen druckt. Durch einen besonderen Streifenzieher, den wir später noch kennen lernen, wird der beschriebene Recorderstreifen vor den Augen des Sendebeamten vorbeigeführt. Der Recorderstreifen wird wie der Stanzstreifen automatisch durch eine Aufwickelvorrichtung, die vom Motor des Streifenziehers betrieben wird, aufgewickelt. Sobald eine Rolle vollgewickelt ist, wird sie von einem dienstfreien Beamten mit dem Originaltelegramm verglichen, und es können dann irgendwelche Fehler noch rechtzeitig nachträglich berichtigt werden. Alle Monate einmal wird das gesamte Material mit den Originaltelegrammen, den Stanz- und Recorderstreifen verglichen und die Fehler berechnet, die durch falsches Arbeiten des Beamten, Versagen des Maschinengebers oder der Sendeeinrichtung selbst entstehen. Das geprüfte Material geht an die Gegenstation, und dort werden die Fehler beim Empfang ermittelt. Auf diese Weise läßt sich eine sehr gute Kontrolle über die Güte des Verkehrs durchführen.

Zur Einstellung des Recorders befinden sich an der rechten Seite des Schaltkastens zwei Handgriffe, mit denen die Heizspannungen der Vorverstärkerröhren im Schaltschrank und die Gitterspannung des dort aufgestellten Gleichrichters eingestellt werden können. Außerdem kann man an dem Milliamperemeter des Schaltkastens ablesen, ob die Stromstärke für den Recorder richtig eingestellt ist. Zur Einstellung der Empfindlichkeit der Recorderspulen können dann weiter im Schaltkasten Kondensatoren verschiedener Größe parallel geschaltet werden. Die Einstellung des Recorders erfolgt also vom Sendetisch selbst aus.

In der Mitte des Schaltkastens befindet sich ein Betriebsminutenzähler, der jeden Abend abgelesn wird. Er zählt jede Minute, während der der Sender gearbeitet hat, umfaßt also nicht allein die Telegrammworte, sondern alle im Betrieb sich ergebenden Notizen. Die Gesamtzahl der während eines Tages gesandten bezahlten Worte geteilt durch die so ermittelte Gesamtzahl der Betriebsminuten ergibt alsdann die Zahl der effektiv während einer Minute gesandten bezahlten Worte.

D u p l e x - B e t r i e b. Durch die Trennung der Sendetische von den Empfangstischen war eine innige Verbindung der beiden Betriebsstellen einer Linie nötig, die auf elektrischem Wege geschaffen worden ist. Die Gegenstation hat z. B. dem Sendebeamten etwas zu sagen. Sowie der Empfangsbeamte dies merkt, schaltet er durch einen Umschalter an seinem Empfangstisch den Lautsprecher des Sendebeamten parallel zu seinem Hörer, und der Sendebeamte hört die für ihn bestimmte Mitteilung der Gegenstation mit und kann ihr sofort entsprechen. Damit er darauf aufmerksam gemacht wird, erglüht an dem Schaltkasten seines Sendetisches eine grüne Lampe. Der Sicherheit halber aber schreibt der Empfangsbeamte die Mitteilung nieder, die dann allerdings etwas später dem Sendebeamten zugestellt wird; auf diese Weise wird eine solche dringende Mitteilung selten in Verlust geraten.

Im umgekehrten Falle, wenn der hiesige Empfangsbeamte seiner Gegenstation etwas sagen will, geschieht folgendes: Durch Umlegen seines Umschalters am Empfangstisch schaltet er dem Sendebeamten seinen Maschinengeber oder Taste ab und schaltet statt dessen seine Handtaste ein. Er kann dann selbst den Sender betätigen. Zur Sichtbarmachung seiner Maßnahme leuchtet auf dem Schaltkasten

des Sendetisches eine rote Lampe auf. Nach Erledigung seiner Mitteilung erlischt die Lampe und der Empfangsbeamte legt seinen Umschalter zurück. Der Sendebeamte kann dann wieder weiter arbeiten.

Für die aus den Hansestädten Hamburg, Bremen, Kiel usw. stammenden Telegramme ist in Hamburg eine besondere Betriebszentrale eingerichtet worden. Sie arbeitet in folgender Weise:

Die Telegramme werden in der Betriebs-Zentrale Hamburg unmittelbar in einen Maschinengeber gestanzt, der auf einen Creed-Empfangsstanzer und -Drucker in der B. Z. Berlin arbeitet. Die hier ankommenden Stanzstreifen werden unmittelbar zur Beschickung der in Frage kommenden Sender zur Weitergabe nach Übersee benutzt. Die Druckstreifen werden zur Kontrolle auf Formulare geklebt, und das Blatt dient dann als Durchgangsblatt. In der Hauptsache wird der Sender Eilvese für die nach Amerika bestimmten Telegramme der Hansestädte zu diesem Zwecke benutzt, der über eine oberirdische Leitung über Hannover getastet wird.

E m p f a n g s t i s c h e. Die Empfangstische sind ebenfalls in dem großen Betriebsraum (siehe Grundriß c) aufgestellt. Im Bilde 6, das von dem Standpunkt III des Grundrisses aufgenommen ist, sowie die Bilder 7 und 8, die vom Standpunkt IV aufgenommen sind, gewinnt man eine weitere Übersicht über die Anordnung der Empfangstische.

Die Empfangstische sind immer zu zweien so aufgestellt, daß zwischen ihnen ein Transportband läuft (im Grundriß durch Pfeile zwischen den einzelnen Tischen angedeutet). Die Telegramme, die der Empfangsbeamte mit seiner Schreibmaschine aufgenommen hat, reißt er ab und wirft sie auf dieses Transportband. Sie gelangen von diesem auf ein anderes langes Transportband, das längs der Fensterreihe läuft und werden dann durch ein im Boden eingelassenes Transportband zur Eingangsprüfung befördert.

Als bekannt wird vorausgesetzt, daß die Empfangseinrichtungen in der Großempfangsstelle Transradios in Geltow bei Potsdam und für den Empfang von Südamerika in Westerland (Sylt) aufgestellt sind. Die hier aufgenommenen und in Hörfrequenz umgewandelten Zeichen werden über besonders pupinisierte Kabel dem Verteilerschrank *d* der Betriebszentrale zugeführt. Von hier aus werden sie gegebenenfalls noch weiter verstärkt den einzelnen Empfangsbeamten wählbar zugeleitet. Zum Betriebe der Recorder enthält der Verteilerschrank noch Vorverstärker und Gleichrichter. Eine Vorstellung von einem Empfangstisch können wir uns durch das Bild 9 machen, das einen solchen vollständigen Empfangstisch darstellt.

Rechts auf dem Tisch aufgestellt erkennen wir wieder den Schaltkasten, wie wir ihn auf den Sendetischen schon kennen lernten. Oben befindet sich ein Milliamperemeter, an welchem der richtige Strom zum Betriebe des Recorders abgelesen und eingestellt werden kann. Unterhalb dieses Meßinstrumentes befindet sich ein Kurbelschalter, mit dem verschiedene Kapazitäten je nach der Telegraphiergeschwindigkeit der Recorderspule parallel geschaltet werden können, um die Empfindlichkeit zu regeln. Unter diesem Kurbelschalter sind zwei Drehknöpfe angeordnet. Mit dem Drehknopf links kann durch Veränderung eines Widerstandes die Heizung der Endverstärkerröhre mit dem Drehknopf rechts durch Änderung eines weiteren Widerstandes die Gitterspannung der Gleichrichterröhre im Verteilerschrank eingestellt werden. Weiter ist auf dem Schaltkasten noch der Ein- und Ausschalter des Stromkreises für die Magnetspulen des Recorders angebracht. Man kann also auch hier vom Empfangstisch den Recorder oder die Hörsignalstärke regulieren, was aber nur vom technischen Beamten erledigt werden darf. Von dem Schaltkasten gehen die Zeichensignale zum Recorder, der vor dem Schaltkasten aufgestellt ist. Bild 9 zeigt ein neues Modell von Siemens & Halske, das eine größere Empfindlichkeit (2 Milliampere) als die seither von der Radio Corporation entwickelten und auch von Transradio benutzten Recorder aufweist. Der Papierstreifen, auf den der Recorder schreibt, und der eine Breite von 9,25 mm hat, läuft von der horizontal angeordneten Papierstreifenrolle ab, die hinter dem Schaltkasten noch erkannt werden kann. Der Streifen geht wie beim Sendetisch zuerst durch eine automatische Zeitstempeluhr, die minutlich auf den Streifen die Zeit aufdruckt. Zwischen Stempel und Recorder ist eine Ausgleichvorrichtung angeordnet, damit der Streifen beim Stempeln nicht etwa reißt.

Die Anordnung der Schreibmaschinenplätze und Streifenzieher ist den bewährten Anordnungen der Radio Corporation entnommen. Auch wurde die Methode beibehalten, daß bei Schnellempfang von mehreren Beamten, im Höchstfalle von dreien, die Telegramme vom laufenden ungeteilten Recorderstreifen abgeschrieben werden. Für die Schreibmaschinen wird, wie schon erwähnt, Rollenpapier verwandt und keine Einzelvordrucke mit Durchschlägen.

Der letzte Streifenzieher hat eine automatische Aufwickelvorrichtung für den Recorderstreifen.

T e l e g r a p h e n - A p p a r a t e r a u m. Alle diejenigen Apparate, die zur telegraphischen Verbindung mit der Betriebszentrale in Hamburg und Empfangsanlage Westerland dienen (Creed, Hughes, Klopfer) sind in dem Raume *e* aufgestellt. Einen Blick in diesen Raum gewährt Bild 10, das vom Standpunkt V aufgenommen ist. Links an der Wand sieht man die Normaluhr, die alle Uhren und Zeitstempel der Betriebszentrale bedient und steuert.

Die in der Empfangsanlage Westerland von Südamerika aufgenommenen Telegramme werden auf Creed umtelegraphiert und in die Betriebszentrale Berlin mit vorstehend erwähnten Apparaten gesandt. In Kürze fällt bei guten Aufnahmebedingungen dieses Umtelegraphieren weg, der Empfangsbeamte liest den Recorderstreifen ab und stanzt ihn sogleich in einen Maschinengeber, der die Telegramme dann sofort nach Berlin telegraphiert.

V e r t e i l e r s c h r a n k. Alle Leitungsverbindungen für Sende- und Empfangstische, für Telegraphenapparate und telephonische Verbindungsleitungen für die Verbindung mit allen Betriebsstellen — seien es die Sende- oder Empfangsstationen —, und Schaltung der Sende- und Empfangstische unter sich werden wählbar nach den neuesten Schaltmethoden im Verteilerschrank durchgeführt. Eine Abbildung des Verteilerschrankes, der an Stelle *d* des großen Betriebsraumes aufgestellt ist und in engster Zusammenarbeit nach den Erfordernissen des Betriebes von Telefunken entwickelt und Siemens & Halske gebaut wurde, gibt Bild 11. Es würde natürlich hier zu weit führen, alle in Frage kommenden Schaltungen, Batterien usw. ausführlich zu behandeln. das wird an anderer Stelle geschehen.

Der Strombedarf der Betriebszentrale wird dem städtischen Netz entnommen, für einen Notbetrieb stehen im Keller des Gebäudes kleine Benzindynamos zur Reserve.

Die Tastspannungen für alle Telegraphenleitungen erhält die Betriebszentrale vom Haupt-Telegraphenamt, und zwar stehen Spannungen von ± 20 bis ± 220 V. zur Verfügung.

Die Verständigung zwischen Apparatbeamten, den Sendestationen Nauen bzw. Eilvese und der Empfangsanlage Geltow führt ein Betriebsbeamter am Verteilerschrank mittels Fernsprecher durch.

Die technischen Einrichtungen wie die organisatorischen Maßnahmen der Betriebszentrale gewähren eine rasche und sichere Abfertigung des Telegrammmaterials.

Anschließend sei noch einiges über diesen Verkehr selbst und über die Übersee-Funklinien berichtet, die Transradio betreibt.

Der Transradio A.-G. für drahtlosen Überseeverkehr wurde vom Deutschen Reiche im Jahre 1921 eine langjährige Konzession für den Funkverkehr mit Übersee erteilt. Sie ist Besitzerin der Großfunkstellen Nauen und Eilvese, der Empfangsanlagen Geltow bei Potsdam und Westerland a. Sylt und der Betriebszentralen Berlin und Hamburg.

Zur Zeit befinden sich die folgenden Transradio-Übersee-Funkverbindungen in Betrieb:

Nauen—New York,
Eilvese—New York,
Nauen—Monte Grande bei Buenos Aires,
Nauen—Rio de Janeiro,
Nauen—Abu Zabal, Ägypten,
Nauen—Malabar auf Java (Niederl. Indien),
Nauen—Mukden, Mandschurei (nur einseitig),
Nauen—Osaka, Japan (nur einseitig).

Über die nordamerikanischen Funkwege werden Telegramme, die nach Nordamerika, Mittelamerika, Westindien und den nördlich gelegenen Staaten von Südamerika bestimmt sind, geleitet. Telegramme nach Brasilien laufen über den Funkweg Nauen—Rio de Janeiro. Telegramme nach Argentinien, Uruguay, Paraguay, Chile und Bolivien über den Funkweg nach Buenos Aires. Doch auch nach den letztgenannten Staaten können, falls notwendig, Telegramme über den nordamerikanischen Funkweg befördert werden. Letztere werden in New York der All America Cable Co. zur Weiterbeförderung ausgehändigt.

Die Inhaberin der Gegenstation in Nordamerika ist die Radio Corporation of America, mit dem Sitz in New York.

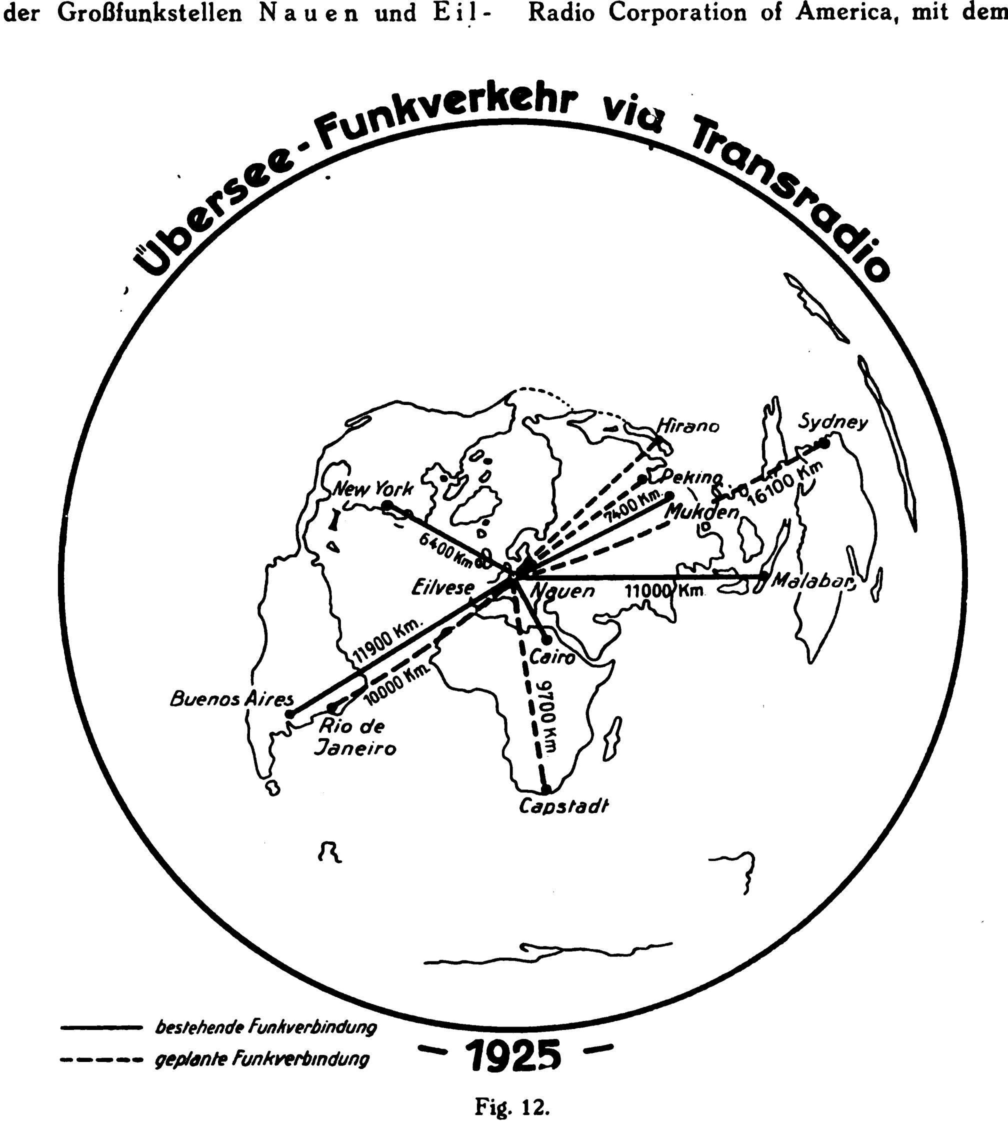


Fig. 12.

Ihr gehören mehrere Sendestationen, in Rocky Point auf Long Island, Tuckerton, Marion und New Brunswick, eine Empfangsanlage in Riverhead und ein Central Office in New York, entsprechend der beschriebenen Berliner Betriebszentrale.

Die Inhaberin der von Telefunken erbauten Gegenstation in Buenos Aires ist die Transradio Internacional Compania Radiotelegrafica Argentina. Die Großstation in Rio de Janeiro gehört der Companhia Radiotelegraphica Brazileira. Letztere wurde von den vier führenden drahtlosen Großfirmen der Welt erbaut, die sich zu dem Zweck der Errichtung von Anlagen für den Übersee-Funkdienst zu dem Commercial Radio International Comittee (Cric) zusammengeschlossen haben.

Die Großstation Abu Zabal in Ägypten gehört der englischen Regierung. Über den Funkweg Nauen—Abu Zabal werden nicht nur Telegramme nach Ägypten befördert, son-

dern auch nach Palästina, Syrien, Libanon, Abessinien, Erythrea, Italienisch Somaliland und dem Irak.

Die Großfunkstelle Malabar auf Java gehört der Niederländischen Kolonialregierung. Sie enthält neben einem Lichtbogensender eine von Telefunken gebaute große Hochfrequenzmaschinenanlage.

Die vorerwähnten Funkverbindungen werden wechselseitig betrieben. Davon machen die Verbindungen mit der Mandschurei und Japan eine Ausnahme, da sie nur einseitig sind, weil zur Zeit in China und Japan noch keine Gegenstationen in Betrieb sind. Die Verbindung mit Mukden dient der Beförderung der Telegramme nach den drei östlichen Provinzen der Mandschurei: Kirin, Heilungkiang und Fengtien. Die direkte Verbindung mit Osaka diente nur der Aufnahme des von Nauen abgegebenen Pressedienstes in Japan. Ab 1. November d. J. ist sie der Beförderung von Handelstelegrammen nutzbar gemacht worden, für die vorher nur der Funkweg über Nordamerika in Betracht kam.

Sowohl in der Mandschurei als auch in Japan ist mit dem Bau von Funkstationen zum Verkehr nach Europa durch die Telefunkengesellschaft begonnen worden.

Alle für die deutschen Übersee-Funkwege bestimmten Telegramme sind mit dem gebührenfreien Leitvermerk

„Via Transradio"

zu versehen. Die Auflieferung der Telegramme kann bei sämtlichen Post- und Telegraphenanstalten des Reiches entweder durch Formular oder telephonisch erfolgen.

Auch die Nachbar- und Hinterländer von Deutschland, vor allem Tschechoslowakei, Deutsch-Österreich, Jugoslawien, Rumänien, Luxemburg, Holland, Schweiz usw. führen den deutschen Funkwegen Telegramme zur Weiterbeförderung zu.

Der Transradioverkehr mit Übersee betrug:

im Jahre 1922: . . . 6,3 Millionen Wörter,
„ „ 1923: . . . 7,4 „ „
„ „ 1924: . . . 9,9 „ „
„ „ 1925: . . . 11,9 „ „

Im August 1926 wurden 61 341 Telegramme (Stückzahl) über die deutschen Funkwege in beiden Richtungen befördert. Von diesen entfallen:

45 920 auf den Nordamerika-Verkehr,
9 932 „ „ Buenos Aires-Verkehr,
2 606 „ „ Rio de Janeiro-Verkehr,
2 258 „ „ Ägypten-Verkehr,

und der Rest auf den Verkehr mit Niederl. Indien und mit Mukden, sowie auf den Presseverkehr.

Was die Gebühren anbelangt, so sind diese im nordtransatlantischen Verkehr den Kabelgebühren gleichgestellt. Im Verkehr mit Brasilien, Argentinien, Chile, Uruguay, Peru und Bolivien, Ägypten nebst Hinterländern sowie Mukden, sind die Transradiogebühren niedriger.

In Fig. 12 ist eine Weltkarte in azimutaler Projektion wiedergegeben. Auf dieser sind die gesamten Verkehrslinien winkelgetreu in den Richtungen und mit den tatsächlichen Entfernungen eingetragen. Die dort noch als „geplant" eingezeichnete Verkehrslinie mit Brasilien ist bereits seit Mai 1926 in Betrieb genommen.

Vorstehende Verkehrszahlen und besonders die Tatsache, daß es durch den Funkverkehr möglich ist, eine direkte Verbindung mit ferngelegenen Handelszentren unmittelbar ohne fremdländische Kabel herzustellen, erhellt die gewaltige Bedeutung, die der deutsche Übersee-Funkverkehr für die wirtschaftliche Geltung Deutschlands besitzt.

Referate.

J. Hollingworth. Die Fortpflanzung von Radiowellen. (The Propagation of Radio Waves.) Journ. Inst. Electr. Eng. London **64.** S. 579—595. 1926. Nr. 353.

Es wurden an vier Empfangsstationen Slough, Manchester, Glasgow und Aberdeen, mit einem Seitengalvanometer als Anzeigeinstrument von Juni 1924 bis Ende 1925 regelmäßig die Intensitäten der drei Stationen Leafield, Nantes und Stavanger aufgenommen. Sendezeit, Antennenstrom, Wellenlänge und Entfernung ergeben sich aus folgender Tabelle:

Ort	Rufzeichen	Wellenlänge in Metern	Sendez. m. Greenwich	Slough	Manchester	Glasgow	Aberdeen
				Entfernung in km			
Nantes . . .	U A	9 000	14,15	485	695	973	1100
Leafield . .	G B L	12 300	14,00	78	184	477	590
Stavanger. .	L C M	12 140	10,00	911	775	680	495
Northolt . .	G K C	6 950	—	13	243	540	630
St. Assise . .	F T	14 350	—	396	635	930	1000

Die Stationen Northolt und St. Assise wurden zu speziellen Meßreihen benutzt.

Die Versuche wurden also auf verhältnismäßig kurze Entfernungen mit langen Wellen durchgeführt. Die gemessenen Empfangsintensitäten wurden gemittelt. Sie bleiben von Mai bis September gleich und zwar bei Tage. Im Oktober zeigen alle Stationen gleichzeitige und große Abweichungen vom Sommerwert, die sich dann von Tag zu Tag stark ändern, bis im nächsten Mai überall normale Sommerwerte gemessen werden. Bei Sonnenuntergang ändert sich die Intensität und zwar in einer für jede Station charakteristischen Kurve, die sich täglich wiederholt. Die Abhängigkeit der Intensität von der Entfernung entspricht der Formel von Austin-Cohen nur für den jährlichen Mittelwert und auch nur für geringe Entfernungen. Trägt man die tägliche Intensität in Abhängigkeit von der Entfernung auf, dann erhält man eine wellenförmige Kurve, die unter bestimmten Bedingungen eine praktisch fast völlige Auslöschung der Wellen bei einer bestimmten Entfernung erkennen läßt. Dieses führt zu dem Schluß, daß eine Interferenz der längs der Oberfläche fortgepflanzten Wellen mit einer an einer leitenden Schicht in der oberen Atmosphäre reflektierenden Welle stattfindet. Außer den genannten langsamen Schwankungen der Intensität treten noch schnellere übergelagert auf. In den Sommermonaten sind sie verhältnismäßig klein, erreichen aber im Winter große Beträge. Man kann noch nicht entscheiden, ob sie auf Änderungen in der Höhe der reflektierenden Schicht zurückzuführen sind, dazu sind sie zu klein und zu schnell, um mit den bisherigen Methoden genau bestimmt werden zu können, oder ob sie eine gänzlich andere Ursache haben. Lübcke.

J. F. Dreyer und **R. H. Manson.** Der abgeschirmte Neutrodyne-Empfänger. (The shielded neutrodyne receiver.) Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 217—247, 1926.

Nach einer Einleitung über die Entwicklung des Neutrodyne-Empfängers von L. A. Hazeltine wird ein Empfänger mit Kompensation der Röhrenkapazität besprochen, bei dem jede Einheit in einen Kasten von Kupferblech eingekapselt ist. Fig. 1 stellt eine solche Einheit dar. Die Spule L_2, die mit dem Anodenkreis gekoppelt ist, und der Kondensator C_2 dienen zur Kompensation der Röhrenkapazität (C_1).

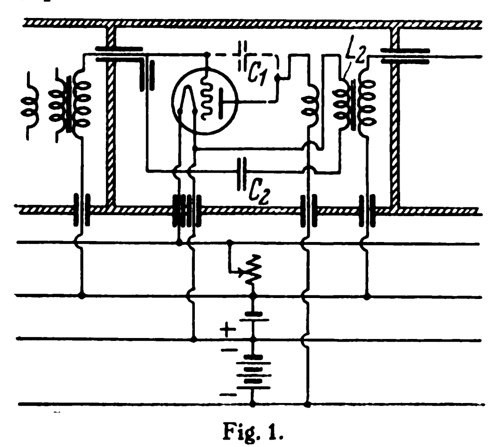


Fig. 1.

Messungen der Verfasser zeigten, daß die Vergrößerung der Dämpfung durch die im Kupferkasten induzierten Wirbelströme praktisch nicht in Betracht kommt. Sie heben außerdem hervor, daß bei ihrer Anordnung, bei der jede Einheit in einem besonderen Kupferkasten untergebracht ist, diese Wirbelströme nicht etwa zu einer unbeabsichtigten Kopplung zwischen den einzelnen Stufen Anlaß geben, wie es tatsächlich der Fall ist, wenn alle Stufen in einem gemeinsamen Kasten zusammengebaut sind.

Ausführlich wird ein kommerzieller Neutrodyne-Empfänger mit abgestimmter dreifach-Hochfrequenzverstärkung, Detektor und zweifach-Niederfrequenzverstärkung beschrieben. Dabei ist der Kondensator des mit der Antenne gekoppelten Kreises für sich veränderlich; die drehbaren Teile der Kondensatoren in den anderen abgestimmten Hochfrequenzkreisen sind mechanisch miteinander verbunden, so daß alle mit einem Handgriff eingestellt werden. Die letztere Einrichtung ist nach Ansicht der Verfasser dadurch ermöglicht, daß infolge des gesonderten Einbaus der einzelnen Stufen keinerlei unbeabsichtigte Kopplung zwischen denselben vorhanden ist und deshalb nicht jeder Kreis erst für sich einreguliert zu werden braucht.

Interessant in der Arbeit sind Messungen über die Frequenzabhängigkeit der Verstärkung durch Niederfrequenzverstärker und die Kurven, die diese Abhängigkeit darstellen. Während die Kurve, bei der jede Art von Rückkopplung (gegenseitige Beeinflussung der Kreise) vermieden ist, kein ausgesprochenes Maximum hat, treten unter Umständen sehr kräftige Maxima auf, als deren Ursachen kapazitive Rückkopplung, Rückkopplung durch die gemeinsamen Batterien und auch eine Art mechanischer und akustischer Rückkopplung durch den Lautsprecher erkannt werden.

J. Zenneck.

A. A. Oswald und **B. M. Deloraine.** Transatlantische Telephonie. (Transatlantic telephony.) Electrician **96**, 572—73, 666—68, 1926.

Die Telephonzentrale befindet sich einerseits in London, andererseits in New York. Die erstere ist durch Landlinien mit dem englischen Sender in Rugby und mit dem Empfänger in Wroughton verbunden, die letztere mit dem amerikanischen Sender Rocky Point (L. J.) und dem Empfänger in Houlton (Maine). Sowohl auf der amerikanischen als auf der englischen Seite sind also die Sende- und Empfangsstationen verhältnismäßig weit voneinander entfernt. Über das Prinzip — Arbeiten mit nur einem Seitenband und Unterdrückung der Trägerwelle — und seine Vorteile, ebenso über die Verstärkeranordnungen, ist in diesem Jahrb. **27**, 58—59, 1926, schon referiert worden. Die Leistungsverstärkung vom ersten Modulationskreis zum Antennenkreis ist ungefähr $5 \cdot 10^{K}$fach. Bei der großen Leistung der letzten Stufen und der verhältnismäßig kleinen der ersten ist es unbedingt nötig, die erste Stufe besonders sorgfältig durch eine Einkapselung in Kupferkästen gegen die Einwirkung der starken Ströme in den letzten Stufen abzuschirmen.

Um den Wirkungsgrad der Hochfrequenzverstärker im Sender möglichst zu steigern, wird mit kräftiger negativer Gittervorspannung gearbeitet, so daß also der Anodenstrom während eines beträchtlichen Teils der Periode, während dessen die Anodenspannung ihren maximalen Wert erreicht, Null wird. Die bei diesem Betrieb notwendigerweise entstehenden Harmonischen werden durch einen Nebenschluß zur Antenne, die für die Harmonischen eine sehr geringe, für das zu übertragende Seitenband eine sehr große Impedanz besitzt, von der Antenne ferngehalten.

Obwohl die Energiezufuhr für die Sendestation durch Maschinen besorgt wird, ist es doch gelungen — die Mittel sind in der Arbeit nicht angegeben —, die Frequenzschwankungen unterhalb 0,01% herunterzudrücken.

In der Arbeit ist die ganze Einrichtung der Sendestation Rugby ausführlich beschrieben und durch Abbildungen illustriert. Auch die Schaltanlage mit den automatischen Sicherheitsvorrichtungen ist eingehend besprochen.

J. Zenneck.

T. M. Stevens. (Radio Corporation of America.) Neue Entwicklung des drahtlosen Dienstes bei der Marine. (Recent advances in marine radio communication.). Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 197—204, 1926.

Der Verfasser berichtet hauptsächlich über die Entwicklung der Sender auf den Schiffen der Handelsmarine und in den Küstenstationen. Diese Entwicklung bestand ganz allgemein gesprochen darin, daß die früher fast ausschließlich verwendeten Löschfunkensender, die einander gegenseitig und auch die Rundfunkstationen stark störten, durch Röhrensender ersetzt wurden. Die Leistungen der benutzten Röhrensender gehen von 200 Watt bis etwa 6 kW. Eine besonders übliche Type ist diejenige für 200 Watt, die meistens für die Wellenlängen 600, 706, 750, 800 und 900 m eingerichtet ist und auf Schiffen mäßiger Größe bei Tag eine Reichweite von ungefähr 700—1 100 km, bei Nacht von ungefähr 2 700 km besitzt. Eine zweite Type ist für eine Leistung von 500 bis 750 Watt und für die oben angegebenen Wellenlägen, außerdem aber auch noch für die längeren Wellen 1800, 1900, 2000, 2100 und 2400 m gebaut. Sie liefert eine Tagesreichweite von etwa 1800 km.

Eine besondere Entwicklungsrichtung stellt die Umwandlung der Löschfunkenstationen in Röhren-Tonsender dar. Sie ist auf ungefähr 300 amerikanischen Schiffen durchgeführt. Diese Umwandlung hatte nicht nur den Erfolg, daß die Reichweite um etwa 100% stieg, sondern auch den, daß die Störung durch die Sender sehr heruntergedrückt wurde.

Der Einführung der Röhrensender ist es zu verdanken, daß der Gebrauch der drahtlosen Telegraphie eine erhebliche Vermehrung erfuhr, und trotzdem die Zahl der Küstenstationen reduziert werden konnte.

Abbildungen der in Betracht kommenden Röhrensender sind der Arbeit beigegeben.

J. Zenneck.

Patentschau.

Von **Carl Lübben.**

Erzeugung von Mehrphasenstrom mittels Frequenztransformation.

D.R.P. 433 284 (Lorenz. Erfinder: Scheller & Emersleben), Klasse 21a[4], Gruppe 6, pat. vom 7. Februar 1925, ausgegeben am 28. September 1926.

Die Anwendung der Frequenztransformation z. B. durch Stoßerregung mittels gesättigter Eisentransformatoren für Drehstrom zur Erzeugung eines hochfrequenten Drehstromes ist nicht ohne weiteres möglich, da der Dreiphasenstrom seine Phasenverschiebung ändert bzw. verliert. Erfindungsgemäß werden die Phasen vor der Frequenztransformation so verschoben, daß die Ströme nach der Frequenztransformation die erforderliche Phasenverschiebung besitzen. Dies kann z. B. dadurch geschehen, daß mit dem primären Drehstrom ein gleichmäßig rotierendes Drehfeld in einem Transformator erzeugt wird und diesem Ströme geeigneter Phasenverschiebung entnommen werden.

Röhrensender.

Brit. Pat. 256 653 (Soc. Franc. Radio Electrique, Paris, 10. August 1925) ausgegeben am 6. Oktober 1926.

Bei der sogenannten Spannungsteilerschaltung ist der Schwingungskreis anodenseitig über eine Kapazität C_B

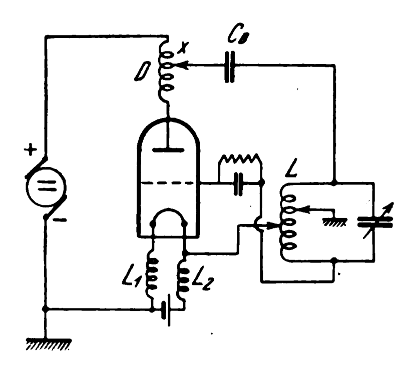


Fig. 1.

(Fig. 1) mit einer veränderlichen Anzapfstelle X der Anodendrossel D verbunden, um die Schwingungsenergie regeln zu

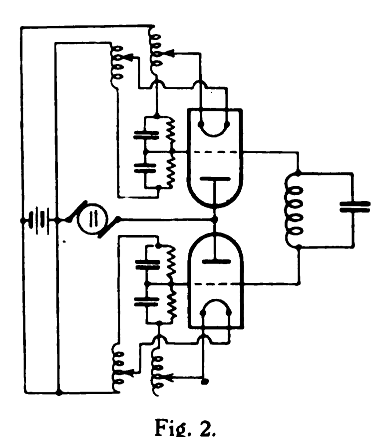


Fig. 2.

können. Zwischen Kathode und Heizbatterie liegen ebenfalls zwei Hochfrequenzdrosseln L_1 und L_2. Sowohl die Kathode als auch die Erdung ist mit der Schwingkreisspule L an günstige Anzapfstellen geführt. Eine ähnliche Anordnung zur Erzeugung sehr kurzer Wellen ist in Fig. 2 wiedergegeben.

Kurzwellensender.

Brit. Pat. 255 622 (Western Electric Co. vom 3. Juli 1925) ausgegeben am 22. September 1926.

Um das Auftreten parasitärer Schwingungen bei fremdgesteuerten Kurzwellensendern zu verhindern, wird vorgeschlagen, Doppelröhrensysteme mit symmetrischer Anordnung anstelle der Energieröhre zu verwenden. Die modulierte Steuerhochfrequenz wird durch den Hochfrequenztransformator T Fig. (3) dem Gitterkreis zugeführt, der sym-

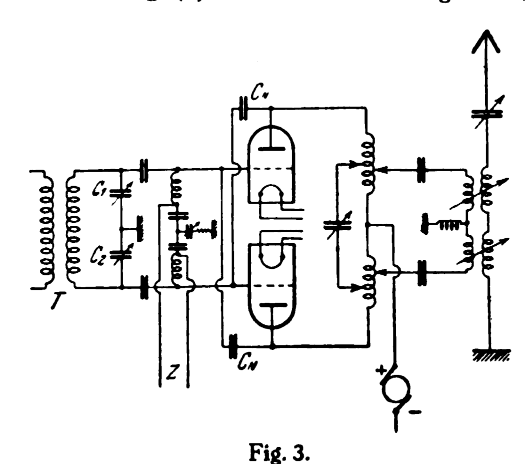


Fig. 3.

metrisch aufgebaut und mit den Gittern beider Röhren verbunden ist. Die Kapazität dieses Gitterkreises ist in zwei Teile C_1 und C_2 geteilt und die Mitte geerdet. Durch ähnliche symmetrische Anordnungen ist die Gittervorspannbatterie mit der zugehörigen Zuleitung Z und diese wieder durch eine ähnliche Anordnung mit den beiden Gittern verbunden.

Behälter für Piezokristalle.

Amer. Pat. 1 572 773 (Crossley, 24. November 1925), pat. 9. Februar 1926.

Feuchtigkeit oder Gase sollen die Konstanz der Eigenfrequenz der Piezokristalle herabsetzen. Der Kristall wird daher in einen Behälter gesetzt, der hermetisch abgeschlossen werden kann.

Modulationsschaltung.

Brit. Pat. 256 641 (Westinghouse El. & Man. Co., 6. August 1925), ausgegeben am 6. Oktober 1926.

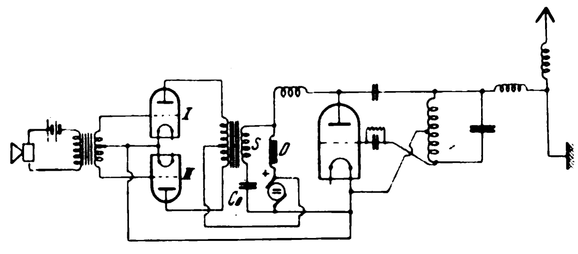


Fig. 4.

Bei der in Fig. 4 wiedergegebenen Modulationsschaltung werden zwei Modulationsröhren I und II verwendet, die



gegenphasig gesteuert sind, so daß Verzerrungen ausgeglichen werden. Die Sekundärspule S liegt über einen Blockkondensator C_B parallel zur Anodenstromquelle, während für den Anodengleichstrom durch die Drossel D ein besonderer Weg geschaffen ist.

Modulation durch magnetische Bewegung des Gitters.

Brit. Pat. 240 920 (Fisk, Sydney, 9. Juli 1924), ausgegeben am 9. Oktober 1925.

Eine Beeinflussung des Anodenstromes und Ausnutzung dieser Beeinflussung zur Modulation, Verstärkung und dgl., kann durch Bewegen der Elektroden der Röhre erreicht werden. Bei der in Fig. 5 wiedergegebenen Anordnung ist die eine Wandung M der Röhre als bewegliche Membran ausgebildet und mit ihr durch ein Loch der Anode A hin-

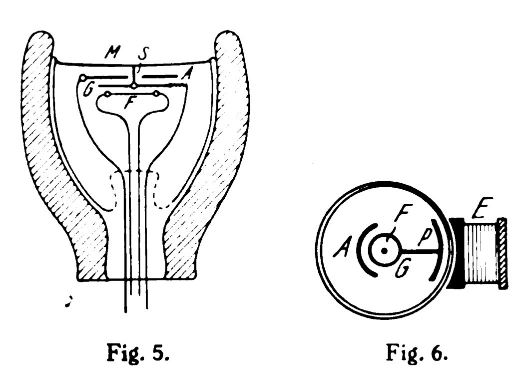


Fig. 5. Fig. 6.

durch mittels des Stiftes S das Gitter G verbunden. Bei der in Fig. 6 wiedergegebenen Anordnung ist das Gitter G, das den Heizfaden F zylinderförmig umgibt, mit einem Eisenanker P versehen, der durch die Spule bzw. den Magneten E von außen bewegt werden kann. Die Anode A umgibt Heizfaden und Gitter nur einseitig, um eine möglichst große Beeinflussung bei den Bewegungen des Gitters zu erzielen.

Tasten mittels hilfsmagnetisierter Eisendrosseln.

D.R.P. 429 969 (Lorenz. Erfinder: Pungs u. Herzog) Klasse 21a[4], Gruppe 16, pat. vom 14. Februar 1925, ausgegeben am 4. Juni 1926.

Beim Tasten von Hochfrequenzgeneratoren ist es erwünscht, die Belastung während des Tastens trotz der un-

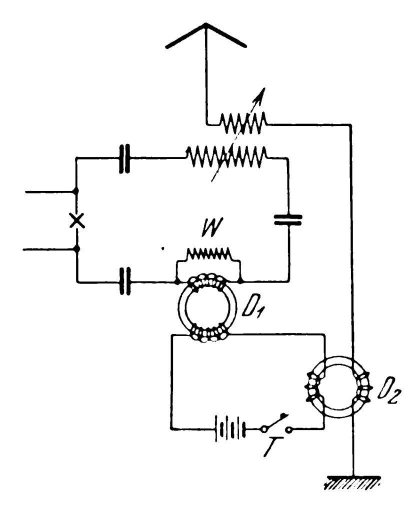


Fig. 7.

gleichen Energieausstrahlung konstant zu halten. Erfindungsgemäß wird dies beim Tasten mit Drosseln dadurch erreicht, daß parallel zu den Drosseln, die nicht im Antennenkreis liegen, ein geeignet bemessener Widerstand geschaltet wird. Bei gedrückter Taste T (Fig. 7) sind die Drosseln gesättigt, so daß ihre Drosselwirkung fortfällt. Bei nichtgesättigten Drosseln, also in den Tastpausen, ist die Antenne durch die Drossel D_2 abgeschaltet. Die Energie wird nun in den parallel zur Drossel D_1 liegenden Widerstand W fließen, der so bemessen werden kann, daß die Belastung konstant ist.

Lichtelektrische Modulation für Schnelltelegraphie.

Brit. Pat. 252 797 (Wright, Smith, 6. März 1925), ausgegeben am 7. Juni 1926.

Für Zwecke der Schnelltelegraphie wird durch geeignet perforierte Streifen eine lichtelektrische Zelle zeitweise belichtet und die entstehenden Stromänderungen in Hochfrequenzschwingungen umgeformt bzw. zur Modulation benutzt.

Sende-Empfangsschaltung.

Brit. Pat. 255 858 (Wired Radio, New York, vom 24. Juli 1925), ausgegeben am 22. September 1926.

Zum gleichzeitigen Senden und Empfangen werden getrennte Sende- und Empfangsantennen benutzt. Der Sender wird mit zwei Phasen eines Dreiphasengenerators gespeist, während die dritte Phase in regelbarer Stärke auf die Empfangsantenne übertragen wird, um dort die von der Strahlung der Sendeantenne herrührende Einwirkung zu kompensieren. In Fig. 8 werden die Gitter der drei Senderöhren 1, 2 und 3 durch den Transformator T mit Drehstrom

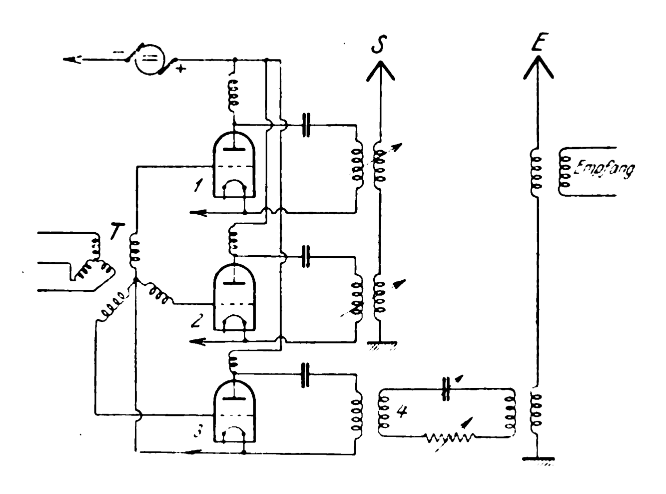


Fig. 8.

gesteuert, der durch eine der bekannten Hilfsschaltungen aus der Einphasenhochfrequenz eines kleinen Steuersenders gewonnen werden kann. Die Modulation wird für alle drei Phasen durchgeführt, z. B. durch eine Modulatorröhre parallel zum gemeinsamen Anodenkreis oder durch Steuerung aller drei Gitterkreise. Die Hochfrequenzanodenkreise der Röhren 1 und 2 wirken auf die Sendeantenne S ein, während der Hochfrequenzanodenkreis der Röhre 3 durch den Zwischenkreis 4 mit der Empfangsantenne E gekoppelt ist, so daß die durch Strahlung von der Sendeantenne herrührende Induktion aufgehoben wird.

Schleifenantenne.

D.R.P. 429 866 (Int. Gen. El. Co.) Klasse 21a[4], Gruppe 46 vom 31. Juli 1925, (Unionspriorität vom 25. November 1924), ausgegeben am 7. Juni 1926.



Es handelt sich um eine Schleifenantenne, bei der die Serieninduktanzen und Nebenschlußkapazitäten kompensiert sind. Die Anordnung ist identisch mit der im Heft 4 auf

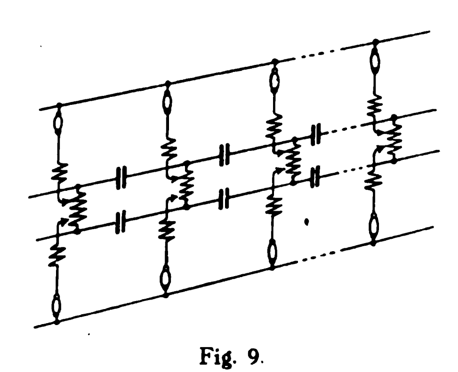


Fig. 9.

Seite 135 in Fig. 16 bereits dargestellten Anordnung des Brit. Pat. 243 706, die hier als Fig. 9 nochmals wiedergegeben wird.

Richtempfang mit mehreren Wellenantennen.

D.R.P. 431 529 (Gen. El. Co.) Klasse 21a⁴, Gruppe 46, pat. vom 29. März 1923 (Unionspriorität vom 4. November 1922), ausgegeben am 14. Juli 1926.

Die Richtwirkung der Wellenantenne (Beverage-antenne) wächst mit der Länge, aber nicht proportional damit. Die Steigerung der Richtwirkung mit der benutzten

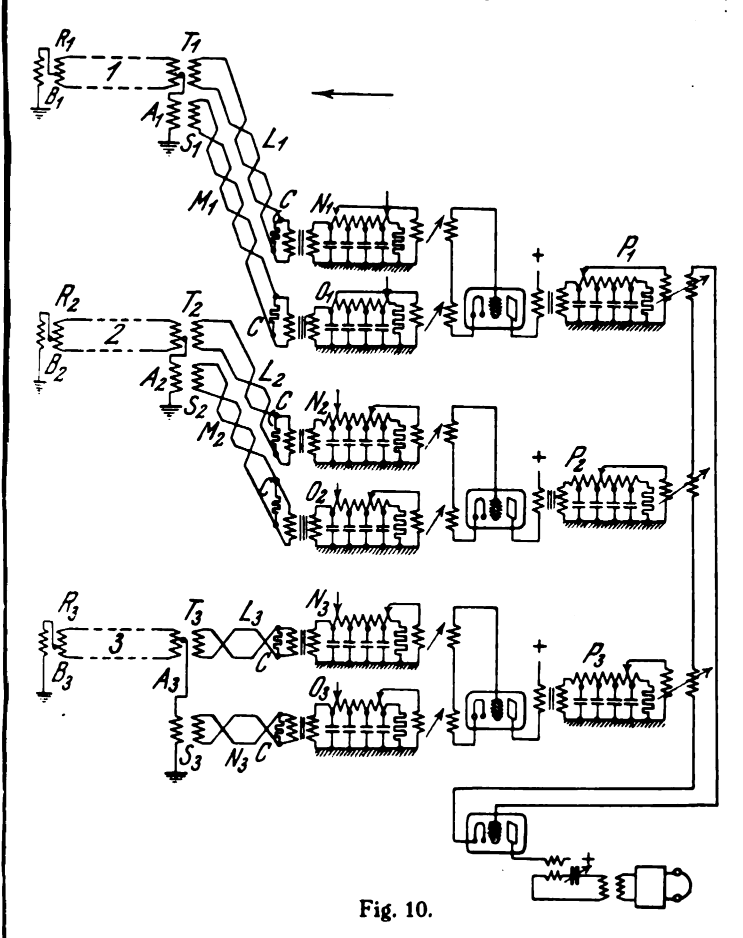


Fig. 10.

Antennenlänge wird erheblich größer, wenn man die Antenne nicht einfach verlängert, sondern mehrere Antennen in einem bestimmten Abstand nebeneinander anordnet. In Fig. 10 ist eine Anordnung mit drei Antennen 1, 2, 3 wiedergegeben, die an den Enden mit den bekannten Reflektionstransformatoren R versehen sind, so daß die Wellen in der Richtung von A nach B in den Antennen verlaufen. Durch die Übertrager T und S sind ausbalanzierte Leitungen L und M angeschlossen, die zur Beseitigung unerwünschter Reflektionen Dämpfungswiderstände C enthalten können. Über künstliche Leitungen N und O gelangen die Empfangsströme nach Verstärkung über weitere künstliche Leitungen P zum gemeinsamen Empfänger. Die künstlichen Leitungen werden so eingestellt, daß eine phasenrichtige Überlagerung der Teilströme erfolgt.

Einrichtung zur Ortsbestimmung mittels drehbarer Rahmenantenne.

D.R.P. 431 429 (Telefunken) Klasse 21a⁴, Gruppe 48, pat. vom 25. Mai 1921, ausgegeben am 7. Juli 1926.

Um die Verlagerung der Drehachse der Rahmenantenne bei der Verwendung auf Schiffen oder anderen Fahrzeugen und die damit verbundenen Peilfehler zu beseitigen, wird

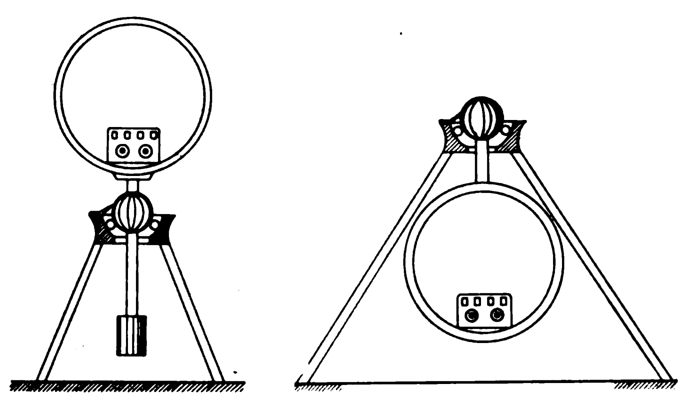


Fig. 11. Fig. 12.

erfindungsgemäß die Rahmenantenne einschließlich aller Abstimmittel u. dgl. so gelagert, daß auch bei schräger Lage des Fahrzeuges die Drehachse des Rahmens senkrecht bleibt. In Fig. 11 und 12 sind zwei Ausführungsformen mit Kugellagerung wiedergegeben.

Licht-Steuerung durch Piezokristalle für Fernsehen u. dgl.

Brit. Pat. 256 611 (Tawil), Paris, 7. August 1925), ausgegeben am 6. Oktober 1926.

Das von einer Lichtquelle S (Fig. 13) durch eine Linse L_1, einen Spalt der Blende F und eine zweite Linse L_2 gehende Licht wird mittels eines Piezokristalls P in seiner Stärke beeinflußt, bevor es durch eine weitere Linse L_3 zum Beobachtungspunkt A gelangt. Der Piezokristall wird zweck-

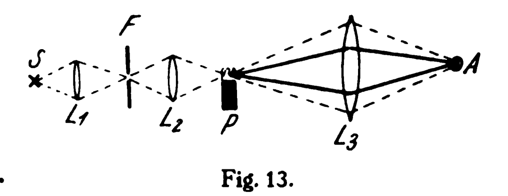


Fig. 13.

mäßig mit Schwingungen erregt, deren Frequenz der Eigenfrequenz des Kristalls entspricht, während die Amplitude der Lichtstärke entsprechend schwankt. Die Beeinflussung des Lichtstrahls kann in verschiedener Weise erfolgen. So kann z. B. durch die wechselnde Länge des Kristalls ein Teil des Lichtstrahles abgeblendet werden oder es kann das Ende des Kristalls als Spiegelfläche ausgebildet sein, so daß der Lichtstrahl eine wechselnde Ablenkung erfährt. Es kann ferner ein an beiden Enden eingepannter Kristall verwendet

werden, dessen Oberfläche dann bei verschiedener Erregung seine Krümmung wechselt, die zur Spiegelung des Lichtstrahls benutzt wird. Es können auch zwei Kristalle verschiedener Eigenfrequenz aneinander befestigt werden, die an einem Ende eingespannt sind, so daß eine Krümmung ähnlich wie bei einem Bimetallstreifen eintritt, die zur Ablenkung des Lichtstrahles ausgenutzt wird.

Lichtsteuerung für Bildtelegraphie.

Amer. Pat. 1 525 548 (Jenkins, 30. August 1922), pat. 10. Februar 1925.

Zur Beeinflussung der Lichtstärke am Empfänger für Bildtelegraphie, Fernsehen u. dgl. wird ein telephonartiges Gerät benutzt, in dem die Membran *M* (Fig. 14) durch die die Spule *S* durchfließenden Ströme in Schwingungen versetzt

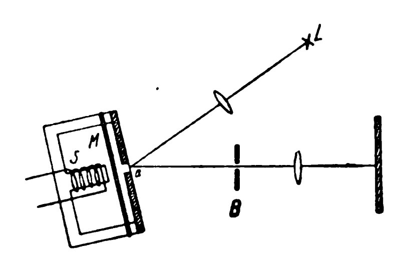


Fig. 14.

wird, die einen kleinen Spiegel *a* in die gleichen Schwingungen versetzt, so daß der von der Lichtquelle *L* kommende Lichtstrahl entsprechende Ablenkungen erfährt und beim Durchgang durch den Spalt der Blende *B* zum Teil abgeblendet wird.

Lichtsteuerung für Bildtelegraphie u. dgl.

Brit. Pat. 252 799 (Wright, Vyvyan, 6. März 1925), ausgegeben am 7. Juni 1926.

Um die Stromänderungen am Empfänger bei Bildtelegraphie, Fernsehen u. dgl. in entsprechende Lichtschwankungen umzusetzen, wird eine Röntgenröhre benutzt, und der Elektronenstrom und damit die Intensität der erzeugten Röntgenstrahlen durch ein Hilfsgitter zwischen Kathode und Anode beeinflußt. Die erzeugten Röntgenstrahlen werden mittels der photographischen Platte oder durch fluoreszierende Schirme sichtbar gemacht.

Röhre mit zwei Heizfäden.

Brit. Pat. 255 098 (Hawadier), 10. Iuli 1925.

Zur Verringerung der Störungen bei Wechselstromheizung besteht die Kathode aus zwei parallel geschalteten

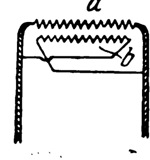


Fig. 15.

Heizfäden *a* und *b* (Fig. 15), die so angeordnet sind, daß sie vom Strom in jedem Augenblick in entgegengesetzter Richtung durchflossen werden.

Röhre mit mehreren Elektrodensystemen.

Brit. Pat. 255 628 (Radions, Coates vom 7. Juli 1925), ausgegeben am 22. September 1926.

In Röhren mit zwei oder mehr Elektrodensystemen *a*, *b* (Fig. 16) ist eine besondere Zuleitung *Z* vom Verbindungs-

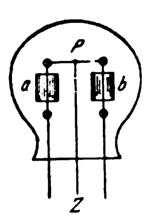


Fig. 16.

punkt *P* des Heizfadens nach außen geführt, so daß die Heizfäden in Parallelschaltung, Serienschaltung oder auch einzeln benutzt werden können.

Elektrodenanordnung bei Röhren.

D.R.P. 433 852 (Inst. f. phys. Grundlagen d. Medizin, Frankfurt a. M.) Klasse 21g, Gruppe 13, pat. vom 21. November 1924, ausgegeben am 13. September 1926.

Bei Röhren ist es manchmal angezeigt, die zylindrische Anode mit einem Schlitz zu versehen. Infolge des Schlitzes fehlt eine anziehende Kraft nach der Seite des Schlitzes, so daß die in der Achse des Zylinders angeordnete Kathode von der Anode einseitig angezogen wird. Erfindungsgemäß wird dies dadurch beseitigt, daß die Glühkathode nach dem Schlitz zu versetzt wird, so daß Gleichgewicht der Anziehungskräfte vorhanden ist.

Herstellung von Oxydkathoden.

D.R.P. 434 009 (T.K.D., Nürnberg) Klasse 21g, Gruppe 13, pat. vom 19. April 1921, ausgegeben am 16. September 1926.

Bei der Herstellung von Oxydkathoden wird auf den eigentlichen Faden ein Metall aufgebracht, das nachträglich oxydiert wird. Die Menge des Sauerstoffes soll dabei so bemessen sein, daß nur dieses Oberflächenmetall oxydiert, der Trägerfaden aber nicht angegriffen wird.

Herstellung von Oxydkathoden.

D.R.P. 434 670 (T.K.D, Nürnberg) Klasse 21g, Gruppe 13, pat. vom 25. Juli 1924, ausgegeben am 29. September 1926.

Zur Herstellung von Oxydkathoden mischt man die Oxyde mit einem hochmolekularen Kohlenwasserstoff, z. B. Paraffin oder Kolophonium. Macht man das Harz flüssig und bringt das Oxyd dann als Pulver ein, so tritt sehr leicht Klumpenbildung auf und es entstehen beim Aufbringen dieser Masse auf den Trägerfaden Ungleichförmigkeiten. Erfindungsgemäß werden nun die beiden Teile, Harz und Oxyd, zunächst in fein pulverisiertem Zustande miteinander innig gemischt und erst dann erwärmt und zusammengeschmolzen. Die feinpulverisierten Teile werden vor dem Zusammenschmelzen durch ein sehr feinmaschiges Sieb durchgesiebt. Man kann, um die Wirkung noch zu erhöhen, nach dem Zusammenschmelzen eine langsame Abkühlung herbeiführen und dann nur die obersten Schichten der Suspension zum Bestreichen des Trägerfadens benutzen.

Röhre mit Metallwandung.

D.R.P. 434 008 (Huth) Klasse 21g, Gruppe 13, pat. vom 28. August 1921, ausgegeben am 13. September 1926.

Bei Verwendung von Röhren mit Metallwandung hat sich als Nachteil herausgestellt, daß das Vakuum infolge



einer gewissen Porosität des Metalls mit der Zeit schlechter wird; erfindungsgemäß soll dies dadurch beseitigt werden,

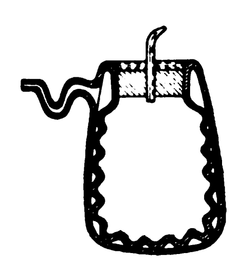


Fig. 17.

daß eine Doppelwandung benutzt wird, und der Zwischenraum ebenfalls evakuiert wird. Eine Ausführungsform zeigt Fig. 17. Um die Abkühlung groß zu machen, sind beide Wandungen aus einem Stück hergestellt, und außerdem ist der innere Mantel wellenförmig ausgestaltet, so daß er an verschiedenen Stellen den äußeren Mantel berührt.

Siebkette.

D.R.P. 434 273 (Siemens & Halske, Erfinder: Riegger) Klasse 21g, Gruppe 31, pat. vom 13. Oktober 1921, ausgegeben am 22. September 1926.

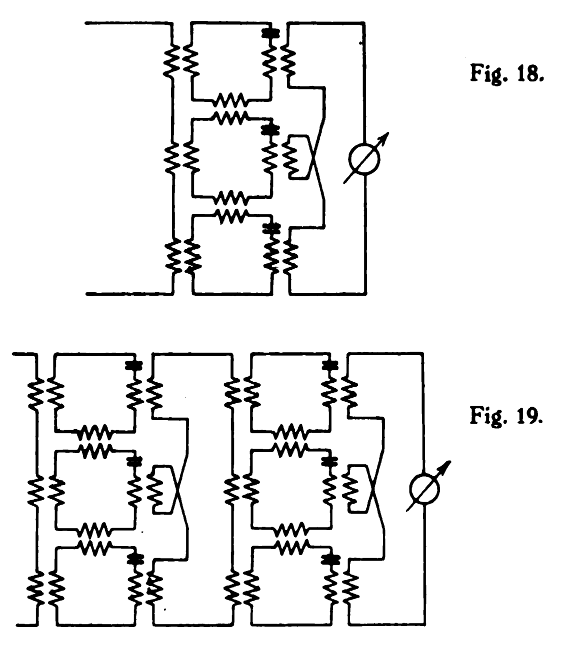


Fig. 18.

Fig. 19.

Siebketten, die mehrere Kreise hintereinander besitzen, zeigen den Nachteil, daß das Aufpendeln der einzelnen Kreise eine gewisse Zeit erfordert, die sich schon bei drei und mehr Kreisen störend bemerkbar machen kann. Erfindungsgemäß wird dieser Nachteil dadurch behoben, daß alle Glieder gleichzeitig erregt werden, d. h. jedes Glied besteht aus mehreren Kreisen, die miteinander und alle mit dem nächstfolgenden Glied gekoppelt sind. Solche Anordnungen sind z. B. in den Fig. 18 und 19 wiedergegeben. Wenn man durch einzelne Kreise eine geringere Energie hindurchgehen läßt, oder einzelne Kreise in umgekehrter Kopplung anordnet oder dgl., so können dadurch die verschiedenartigsten Resonanzkurven erzielt werden.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
425 870	21 g/10	3. 9. 26	Herstellung metallbelegter Filme für Kondensatoren
*433 284	21 a 4/6	28. 9. 26	Erzeugung von Mehrphasenstrom mittels Frequenztransformatoren
433 469	21 a 4/68	20. 9. 26	Spulenhalter
433 470	21 a 4/70	3. 9. 26	Einstellknopf mit Feineinstellung
433 473	21 c/21	31. 8. 26	Leitungsklemme
433 597	21 a 3/26	2. 9. 26	Kontaktbank
433 671	21 a 4/72	10. 9. 26	Anschluß von Batterie, Antenne und dergleichen am Gerät
433 673	21 d 2/42	9. 9. 26	Beseitigung von Oberwellen
433 837	21 g/13	9. 9. 26	Herstellung von Gitterelektroden für Röhren
*433 852	21 g/13	13. 9. 26	Elektrodenanordnung in Röhren
433 999	21 b/26	13. 9. 26	Hochspannungs-Akkumulatorenbatterie
434 002	21 c/59	13. 9. 26	Konstanthaltung der Umdrehungszahl von Maschinen
434 007	21 g/13	21. 9. 26	Röhre mit großer Oberfläche
*434 008	21 g/13	13. 9. 26	Röhre mit Metallwandung
*434 009	21 g/13	16. 9. 26	Herstellung von Oxydkathoden
434 132	21 a 2/7	15. 9. 26	Mikrophon bzw. Telephon mit ionisierter Gasstrecke
434 133	21 a 4/38	22. 9. 26	Kontaktdetektor
434 139	21 c/22	16. 9. 26	Steckbuchse
434 140	21 c/22	16. 9. 26	Steckbuchse
434 216	21 a 2/23	22. 9. 26	Stütze für Kopfhörer
*434 273	21 g/31	22. 9. 26	Siebkette
434 418	21 g/15	29. 9. 26	Pendelgleichrichter
434 511	21 a 2/3	28. 9. 26	Elektrostatischer Lautsprecher
434 517	21 c/39	24. 9. 26	Taster für zwei Betätigungsrichtungen
*434 670	21 g/13	29. 9. 26	Herstellung von Oxydkathoden
434 743	21 c/59	29. 9. 26	Konstanthaltung der Umdrehungszahl von Maschinen

Die mit * bezeichneten Patente sind ausführlicher referiert.

Eingegangene Bücher.

(Ausführliche Besprechung einzelner Werke vorbehalten.)

Mathematik.

Nomographische Tafeln. Von L. Bergmann. Für den Gebrauch in der Radiotechnik. — (Bibliothek des Radio-Amateurs, 8 Bd.) 2. verm. Aufl. Mit 53 Textabb. u. 2 Taf.; VI u. 85 S. in 8°, Verlag von Julius Springer, Berlin 1926, geh. 2,70 RM.

Die ebene Vektorrechnung und ihre Anwendungen in der Wechselstromtechnik. Von Dr.-Ing. Heinrich Kafka. Teil I: Grundlagen. (Sammlg. Mathematisch-physikalischer Lehrbücher, hrsg. von E. Trefftz Nr. 22.) Mit 62 Fig. VII u. 132 S. 8°. Verlag von B. G. Teubner, Leipzig, Berlin 1926. Kart. 7,60 RM.

Vektoranalysis. Von Prof. Dr. Siegfried Valentiner. (Sammlg. Göschen Nr. 354.) 3. umgearb. Aufl. Mit 13 Fig., 132 S. in 8°. Verlag Vereinigung wissenschaftlicher Verleger, Walter de Gruyter & Co, Berlin und Leipzig 1923.

Physik.

Lehrbuch der Technischen Physik für fortgeschrittene Studenten und Ingenieure. Unter Mitwirkung zahlreicher Fachgelehrter hrsg. von Dr. Georg Gehlhoff. 1. Bd. Maße und Messen / Mechanik, Akustik und Thermodynamik. Mit 248 Textabb. XIII u. 248 S. 8°. Verlag von Johann Ambrosius Barth. Leipzig 1924. Geh. 17,50 RM., geb. 20 RM.

Einführung in die theoretische Physik. Mit besonderer Berücksichtigung ihrer modernen Probleme. Von Arthur Haas, Dr. phil. I. Bd. 3. und 4. völlig umgearbeitete und verm. Aufl. Mit 58 Textabbildungen. IX. u. 307 S. 8°. Verlag Walter de Gruyter & Co. Berlin und Leipzig 1923.

Das Naturbild der neuen Physik. Von Arthur Haas. 2. verm. u. verb. Aufl. 17 Abb. 160 S. 8°. Verlag Walter de Gruyter & Co., Berlin u. Leipzig 1924. Brosch. 5 RM.

Über die Beziehungen zwischen Licht und Elektrizität. Vortrag gehalten bei der 62. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte in Heidelberg 1889. Von Heinrich Hertz; 13. Aufl. 29 S. Verlag Alfred Kröner, Leipzig 1923. 8°. Brosch. 0,50 RM.

Lehrbuch der Praktischen Physik. Von Friedrich Kohlrausch. 14. st. verm. Aufl. Neu bearb. v. E. Brodhun, H. Geiger, E. Giebe, E. Grüneisen, L. Holborn, K. Scheel, O. Schönrock u. E. Warburg. Mit 395 Textabb. XXVIII u. 802 S. 8°. Verlag B. G. Teubner, Leipzig-Berlin 1923. Geh. 12 RM.

Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen. Von Prof. Dr. Viktor Hess. Mit 14 Abb. VIII u. 174 S. 8°. Verlag Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges. Braunschweig 1926. Geh. 9,50 RM.

Lehrbuch der Radioaktivität von Georg v. Hevesy und Fritz Paneth. Mit 36 Textabb. und 3 Taf. X und 213 S. 8°. Verlag von Johann Ambrosius Barth. Leipzig 1923.

Elektrotechnik.

Grundzüge der Elektrotechnik. Ein Lehrbuch mit Aufgabensammlung zum Gebrauche beim Unterricht an höheren technischen Lehranstalten und zum Selbststudium. Von Dipl.-Ing. Dr. phil. nat. Gustav Maier. Mit 219 Textabb. u. zahlr. Übungsaufgaben. VIII u. 271 S. 8°. Verlag M. Krayn, Berlin 1926. Brosch. 12 RM., geb. 14 RM.

Jahrbuch der Elektrotechnik. Übersicht über die wichtigeren Erscheinungen auf dem Gesamtgebiete der Elektrotechnik. Unter Mitwirkung zahlreicher Fachgenossen, hrsg. von Dr. Karl Strecker. 11. Jahrgang. Das Jahr 1922. VIII und 241 S. 8°. Verlag von R. Oldenburg, München und Berlin 1924. Geb. 10 RM.

Jahrbuch der Elektrotechnik. Übersicht über die wichtigeren Erscheinungen auf dem Gesamtgebiete der Elektrotechnik. Unter Mitwirkung zahlreicher Fachgenossen und mit besonderer Unterstützung des Zentralverbandes der deutschen elektrotechnischen Industrie, hrsg. von Dr. Karl Strecker. 13. Jg. Das Jahr 1924. X u. 269 S. 8°. Verlag von R. Oldenburg / München und Berlin 1926. Geb. 10 RM.

A Description of the Damages done by the Great Earthquake of Sept. 1, 1923 to the Electrical Installations in Japan. Von M. Shibusawa President of Japanese Electrotechnical Comitee. 138 Abb. 22 Textabb. 6 Taf. IV und 51 S. 8°. Verlag Japanese Electrotechnical Comitee Tokyo April 1925.

Telegraphie.

Theoretische Telegraphie. Eine Anwendung der Maxwellschen Elektrodynamik auf Vorgänge in Leitungen und Schaltungen. Von Franz Breisig, 2. Aufl. Mit 240 Fig. im Text, 548 S. 8°. Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges. Braunschweig 1924. Geh. 26 RM., geb. 28 RM.

Die elektrische Telegraphie mit Drahtleitung. Von Prof. J. Herrmann. Sammlg. Göschen 172. I. Die Telegraphie mit Morsezeichen. Mit 124 Fig., 134 S. 8°. Verlag Walter de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig 1926. geb. 1,50 RM.

Hochfrequenztechnik.

Hochfrequenztechnik von Prof. Dr. Friedrich Franz Martens. Mit 153 Abb. X und 176 S. 8°. Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges. Braunschweig 1925. Kart. 6 RM.

Einführung in die moderne Radiotechnik und ihre praktische Verwendung. Von Hugo Mosler und Gustav Leithäuser. 2. erw. Auflage, 363 S., 298 Abb. Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt. Ges. Braunschweig 1926. Geh. 22 RM., geb. 25 RM.

Drahtlose Telephonie und Telegraphie in gemeinverständlicher Darstellung von Dr.-Ing. Postrat a. D F. Trautwein. Mit 177 Abb. VII u. 250 S. 8°. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig 1925. Brosch. 6,50 RM., geb. 8 RM.

Die Vakuumröhren und ihre Schaltungen für den Radioamateur. Von J. Scott-Taggart. Deutsche Bearbeitung von Dr. Siegm. Loewe und Dr. E. Nesper. Mit 136 Textabb. VII u. 180 S. 8°. Verlag von Julius Springer, Berlin 1925. Geb. 13,50 RM.

Der Bau von Widerstandsverstärkern. Theorie und Praxis von Manfred von Ardenne. Mit einem



Geleitwort von Dr. S. Loewe. 2. völlig umgearb. u. erw. Aufl. (Die Radio-Reihe, Bd. 7). Mit 85 Abb., 142 S. 8⁰. Verlag von Richard Carl Schmidt & Co. Berlin 1927. Geb. 3,60 RM.

The Theory and Practice of Radio Frequency Measurements. A handbook for the Laboratory and a textbook for advanced Students von E. B. Moullin, M. A., A. M. I. E. E. Mit 134 Abb. XI und 278 S. 8⁰. Verlag von Charles Griffin & Co. Lim. London 1926. Geb. 25 Sh.

Die Audionröhre und ihre Wirkung von Gustav Liebert. (Die Hochfrequenztechnik, Bd. 5.) Mit 66 Fig. XIV und 126 S. 8⁰. Verlag von Hermann Meußer. Berlin 1926. Geb. 5,80 RM.

Die Antenne und ihre Verwendung in der Radiotechnik von Reg.-Rat Dr. phil. Carl Lübben. (Die Hochfrequenztechnik, Bd. IX.) Mit 69 Abb. II und 76 S. 8⁰. Verlag von Hermann Meußer. Berlin 1926.

Mikrophon und Telephon, einschließlich der Lauthörer (Lautsprecher). Ihre Geschichte, ihr Wesen und ihre Bedeutung im Nachrichtenwesen besonders im Rundfunk von Reg.-Rat Dr. phil. C. O. Werner Mönch. (Die Hochfrequenztechnik, Bd. 3.) Mit 82 Abb.. II und 162 S. 8⁰. Verlag von Herm. Meußer. Berlin 1925. Geb. 8 RM.

Störbefreiung in der drahtlosen Nachrichtenübermittlung von Dipl.-Ing. Manfred Singelmann. (Die Hochfrequenztechnik, Bd. 7.) Mit 184 Schaltungsbildern u. 55 Textabb. XII und 151 S. 8⁰. Verlag von Hermann Meusser. Berlin 1926.

Les grandes Étapes de la Radio von Prof. Joseph Guinchant. Fascicule I. Les premières découvertes. 60 Textabb. 88 S. 8⁰. Verlag von Dunod. Paris (1925).

Pioniere der Radiotechnik. 24 Lebensbilder von Hanns Günther (W. De Haas). 15. Aufl. Mit 24 Portraitzeichnungen und 1 Umschlagbild. 78 S. 8⁰. Verlag von Dieck & Co. (Frankh's Techn. Verlag). Stuttgart 1926. Geh. 1,80 RM., geb. 2,50 RM.

Bildtelegraphie und Fernsehen.

Wetterfunk, Bildfunk, Television. (Drahtloses Fernsehen) von Dr. Gustav Eichhorn. Mit 41 Textabb. VI und 82 S. 8⁰. Verlag von B. G. Teubner, Leipzig-Berlin 1926. Kart. 3,20 RM.

Bildtelegraphie von Prof. Dr. Arthur Korn. (Sammlg. Göschen Nr. 873). Mit 41 Fig. im Text u. 15 Abb. auf 8 Taf. 146 S. 8⁰. Verlag von Walter De Gruyter & Co., Berlin und Leipzig 1923.

Das elektrische Fernsehen und das Telehor von Dénes von Mihály. 2. durch einen Nachtrag erw. Aufl. Mit 112 Textfig. 196 S. 8⁰. Verlag von M. Krayn. Berlin 1926.

Rundfunk.

Rundfunktechnisches Handbuch, 1. Teil. Die konstruktiven und theoretischen Grundlagen für den Selbstbau von Rundfunkempfängern. Von Prof. Dr. Heinrich Wigge. Mit 563 Abb. XV und 339 S. 8⁰. Verlag von M. Krayn. Berlin 1925. Geb. 15 RM.

Radiotechnik. II. Wellentelephonie. Von Dr. Werner Bloch. (Sammlg. Göschen Nr. 946.) Mit 80 Abb. 124 S. 8⁰. Verlag von Walter De Gruyter & Co., Berlin und Leipzig 1926.

Praktischer Rahmenempfang. Von Max Baumgart. (Bibliothek des Radio-Amateurs, Bd. 5). 2. verm. u. verb. Aufl. Mit 51 Textabb. VIII u. 74 S. 8⁰. Verlag von Julius Springer. Berlin 1925. Brosch. 1,80 RM.

Kettenleiter und Sperrkreise in Theorie und Praxis. Von Elektro-Ing. C. Eichelberger (Bibliothek des Radio-Amateur Bd. 23.) Mit 120 Textabb. und 1 Rechentafel. VIII u. 92 S. 8⁰. Verlag von Julius Springer, Berlin 1925. Brosch. 3 RM.

Ladevorrichtungen und Regenerier-Einrichtungen der Betriebsbatterien für den Röhren-Empfang. Von Dipl.-Ing. Friedrich Dietsche (Bibliothek des Radio-Amateurs, Bd. 22). Mit 56 Textabb. VIII und 56 S. 8⁰. Brosch. 2,10 RM.

Radio für Anfänger. Ein Experimentier- und Bastelbuch. Von Hanns Günther (W. de Haas) Frankhs „Radio für Alle"-Bücher). Mit 172 Textabb., 214 S. 8⁰. Frankhsche Verlagshandlung, Stuttgart 1926. Geh. 3,40 RM., geb. 5,60 RM.

Der praktische Radioamateur. Das ABC des Radiosports zum praktischen Gebrauch für jedermann. Von Hanns Günther (W. de Haas) und Dr. Franz Fuchs (Franckhs „Radio für Alle"-Bücher), 18. Aufl. Mit 173 Textabb. u. 1 farb. Umschlagbild. 292 S. 8⁰. Franckhsche Verlagshandlung. Stuttgart 1926. Geh. 4 RM., geb. 6,50 RM

Das zweite Schaltungsbuch. Fünfzig erprobte Radioschaltungen zur Selbstanfertigung von Empfängern und Verstärkern aus käuflichen Einzelteilen. Von Hanns Günther (W. d. Haas) (Frankhs „Radio für Alle"-Bücher.) Mit 170 Abb., 166 S. 8⁰. Frankhsche Verlagshandlung, Stuttgart 1926. Geb. 8 RM.

Der Amateursender. Anleitungen zum Bau und Betrieb kleiner Röhrensender für Telegraphie und Telephonie. Von Hanns Günther (W. de Haas) und Dr. H. Kröncke (Franckhs „Radio für Alle"-Bücher). Mit 157 Textabb. 259 S. 8⁰. Franckhsche Verlagshandlung, Stuttgart 1926. Geb. 9,50 RM.

Antenne und Erde. Der sachgemäße Bau von Innen-, Hoch- und Rahmenantennen, Blitz- und Apparat-Erden für Radioamateure. Von Hanns Günther (W. de Haas) und Dipl.-Ing. R. Hell (Franckhs „Radio für Alle"-Bücher). Mit 302 Textabb. 334 S. 8⁰. Franckhsche Verlagshandlung, Stuttgart. 1926. Geb. 9,50 RM.

Die Wellentelegraphie und Wellentelephonie. Lehrbuch für Real-, Mittel-, Fortbildungs- und Berufsschulen sowie verwandte Lehranstalten. Von M. G. Weinholz. Mit 116 Textfiguren und 4 farbigen Tafeln, 132 S., 8⁰. Verlag Walter De Gruyter & Co. Berlin und Leipzig 1926. Kart. 3,40 RM.

Rundfunk-Berater. Taschenbuch für Radiofreunde und Amateure. Verfasser: Franz Fiedler. 60 S., 8⁰. Verlag Johann Künstner, B. Leipa 1926. Geh. 0,80 RM., geb. 1,10 RM.

Funk-Büchlein 1926. Ein Jahrbuch der Radiotechnik. Im Auftrage des Deutschen Funkkartells herausgegeben. 62 Abb., 80 S. 8⁰. Frankhsche Verlagshandlung, Stuttgart 1926. Brosch. 1,50 RM.

Kalender der Deutschen Funkfreunde 1926. Herausgegeben im Auftrage des Deutschen Funktechnischen Verbandes e. V., Berlin, von Dr.-Ing. Karl Mühlbrett und Zivilingenieur Friedr. Schmidt. Mit einem Geleitwort von Prof. Dr. A. Esau. 2. Jahrgang. 102 Fig., 208 Textseiten, 8⁰. Verlag von Julius Springer, Berlin 1926. Geb. 3,60 RM.

Verschiedenes.

Wer gibt? Die Funkstationen der Welt, ihre Rufzeichen, Reichweiten und Wellenlängen einschließlich der europäischen Amateursender. Nach dem neuesten amtlichen



Material bearbeitet von Hanns Günther und J. Culatti. XVI. und 247 S. 8°. (Franckhs „Radio für Alle"-Bücher), Franckhsche Verlagshandlung, Stuttgart 1925. Geb. 15 RM.

Englisch - Deutsches und Deutsch - Englisches Wörterbuch der Elektrischen Nachrichtentechnik. Von O. Sattelberg. 2. Teil. Deutsch-Englisch. 319 S. 8°. Verlag von Julius Springer, Berlin 1926. Geb. 12 RM.

Der Deutsche Funkverkehr 1926. Herausgegeben im Auftrage des Reichspostministeriums. Mit zahlreichen Abbildungen. XII und 281 S. 8°. Verlag Weidmannsche Buchhandlung, Berlin 1926. Geb. 3 RM.

Funkrecht. Von Ministerialrat Dr. Eberhard Neugebauer. Zweite, völlig umgearbeitete Auflage. (Stilkes Rechtsbibliothek Nr. 33), VIII und 260 S. 8°. Verlag von Georg Stilke, Berlin 1926. Geb. 7 RM.

Das neue russische Patentgesetz. Der gewerbliche Rechtsschutz in Rußland unter besonderer Berücksichtigung des Rechtes der Ausländer. Vollständiger Text der Gesetze mit ausführlichem Kommentar. Von Prof. I. J. Heifetz. Übers. von Rechtsanwalt Dr. Hellmut Rost. Mit einem Vorwort von L. Martens. 116 S. 8°. Verlag von M. Krayn, Berlin 1924. Broschürt 4 RM., geb. 5 RM.

Mitteilungen an die Schriftleitung.

Bemerkung zu dem Zusammenfassenden Bericht „Methoden und Ergebnisse der Klangforschung" von Ferdinand Trendelenburg.

Von G. W. O. Howe.

In dem Zusammenfassenden Bericht über „Methoden und Ergebnisse der Klangforschung", der in diesem Jahrbuch, Bd. 28, S. 54, 1926, Heft 2, erschienen ist, ist meiner Ansicht nach Herrn Trendelenburg ein Versehen unterlaufen, wenn er angibt, daß in einer fortschreitenden Schallwelle die Teilchengeschwindigkeit v und die Druckschwankung p 90° Phasenunterschied aufweisen. In Gl. (3) setzt er $v = v_0 \cos \Omega t$ und in Gl. (4) $p = p_0 \sin \Omega t$. Diese Beziehung stimmt für eine stehende Welle, wo wir in einem bestimmten Augenblick nur Druckverteilung ohne Geschwindigkeit und eine Viertel-Periode später Geschwindigkeitsverteilung ohne Druckunterschiede vorliegen haben. In der fortschreitenden Welle jedoch besitzt ein Volumenelement maximale Geschwindigkeit und folglich maximale kinetische Energie in demselben Augenblick, in dem es auch maximalen Druck und folglich auch maximale potentielle Energie aufweist.

Derselbe Irrtum wird oft auch bei elektromagnetischen Wellen begangen. In der Welle, die von einer drahtlosen Antenne ausgestrahlt wird, wechseln die elektrischen und magnetischen Felder nicht ab, sondern beide Felder sind in Phase. In demselben Augenblick, in dem das elektrische Feld an irgendeinem Punkt sein Maximum hat, weist am gleichen Punkt auch das magnetische Feld sein Maximum auf. Deshalb müssen beide Feldstärken durch $\sin \Omega t$ oder beide durch $\cos \Omega t$ dargestellt werden; es kann nicht das eine durch Sinus und das andere durch Cosinus dargestellt werden.

(Eingegangen am 22. 10. 26.)

Erwiderung zur vorstehenden Bemerkung.

Von Ferdinand Trendelenburg.

Herrn G. W. O. Howe bin ich für den Hinweis auf das Versehen in Gleichung 4, Seite 54, sehr dankbar. Es muß dort natürlich heißen

$$p = p_0 \cos \Omega t.$$

Für akustische Betrachtungen ist die zeitliche Phase, worauf ich in Anm. 5, S. 57, hingewiesen habe, allerdings im allgemeinen unwesentlich.

(Eingegangen am 30. 10. 26.)

Band 28 Dezember 1926 Heft 6



Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. **L. W. Austin** (Washington), Postrat Dr. **F. Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. **H. Barkhausen** (Dresden), Dr. **W. Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. **A. Esau** (Jena), Prof. Dr. **H. Faßbender** (Berlin), Dr. **L. de Forest** (New-York), Prof. Dr. **F. Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. **G. Leithäuser** (Berlin), Dr. **S. Loewe** (Berlin), Dr. **E. Lübcke** (Berlin), Dr. Dr. ing. e. h. **A. Meissner** (Berlin), Prof. Dr. **H. G. Möller** (Hamburg), Dr. **E. Nesper** (Berlin), Dr. **B. van der Pol jr.** (Eindhoven), Ingenieur Dr. **V. Poulsen** (Kopenhagen), Dr. **L. Pungs** (Berlin), Dipl.-Ing. **B. Rosenbaum** (Berlin), Dr. **K. Rottgardt** (Berlin), Oberingenieur **O. Scheller** (Berlin), Prof. Dr. **W. Schottky** (Rostock), Prof. Dr. **A. Sommerfeld** (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. **M. Wien** (Jena), Prof. Dr. **H. Wigge** (Cöthen-Anh.),

herausgegeben von

Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

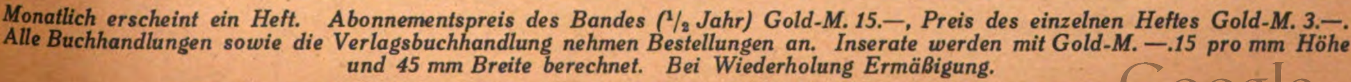
Schriftleitung: Dr. **E. Mauz**



BERLIN W

Verlag von M. Krayn

1926.



Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Diesem Heft liegt das Inhaltsverzeichnis und Sachregister von Band 28 bei.

An die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft!

Aufforderung zur Beitragszahlung für das Jahr 1927.

Der Mitgliedsbeitrag zur **Deutschen Physikalischen Gesellschaft** beträgt für das Jahr 1927:

Für persönliche Mitglieder, Behörden, Institute, Firmen (In- und Ausland)	10,— RM.
„ Studierende	2,— „
„ Mitglieder des Gauvereins Berlin	15,— „
„ Studierende im Gauverein Berlin	7,— „

Lebenslängliche Mitglieder werden gebeten, mit Rücksicht auf die in der Inflationszeit eingetretene Entwertung ihrer Zahlung einen **freiwilligen Beitrag** zu entrichten.

Die Zahlung des Mitgliedsbeitrages berechtigt:

a) zum kostenfreien Bezug der **Verhandlungen**

b) „ Bezuge der **Zeitschrift für Physik** } mit der für Mitgl. vorgesehenen Preisermäßig. von mehr als 30 %

c) „ „ „ **Physikalischen Berichte** }

Ferner sind mit den Verlegern der „Annalen der Physik", der „Physikalischen Zeitschrift", der „Zeitschrift für Hochfrequenztechnik", der „Elektrischen Nachrichtentechnik" und der „Zeitschrift für Kristallographie" für Mitglieder der Gesellschaft Preisermäßigungen von etwa 20 % auf den Ladenpreis vereinbart.

Beim Bezug folgender Handbücher usw. gewähren die Verlagsbuchhandlung Julius Springer in Berlin, die Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. in Leipzig und die Verlagsbuchhandlung Friedrich Vieweg & Sohn A.-G. in Braunschweig den Mitgliedern der Deutschen Physikalischen Gesellschaft die nachstehend angegebenen Preisermäßigungen:

Handbuch der Physik von Geiger und Scheel 30 % beim Bezug des ganzen Werkes, 20 % beim Bezug einzelner Bände;

Handbuch der Experimentalphysik von Wien und Harms 30 % beim Bezug des ganzen Werkes, 20 % beim Bezug einzelner Bände;

Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik 20 %.

Etwaige weitere Ermäßigungen werden den Mitgliedern laufend bekanntgegeben werden.

Es ist zweckmäßig, bei Inanspruchnahme der Preisermäßigung die Bemerkung hinzuzufügen, daß Besteller Mitglied der Deutschen Physikalischen Gesellschaft ist.

Der **Bezugspreis der Zeitschriften** wird jeweils in den Zeitschriften selbst bekanntgegeben; der Abonnements-Betrag ist unmittelbar an den Verlag abzuführen.

Es wird gebeten, die **Mitgliedsbeiträge bis 1. Januar** einzuzahlen und zwar:

von **inländischen Mitgliedern** auf das **Postscheckkonto der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Berlin Nr. 114114,**

von **ausländischen Mitgliedern** an die **Deutsche Physikalische Gesellschaft, Charlottenburg 2, Werner-Siemens-Straße 8/12,** möglichst nicht in Form von Auslandsschecks, weil deren Einlösung bei so geringen Beträgen unverhältnismäßig hohe Kosten verursacht.

Anfang Januar wird mit der Einziehung der Beiträge durch **Nachnahme** begonnen werden. Die **Zusatzgebühr** hierfür beträgt **0,75 R.-M.**

Der Schatzmeister:

Professor Dr. M. Pirani.

Band 28 Dezember 1926. Heft 6

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT.

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftl. Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikal. Institut zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647

Neues über die Ausbreitung von kurzen Wellen.

Mit Kurzwellen rund um die Erde.

Von E. Quäck.

Recht interessante Ergebnisse, die Schlüsse auf die Ausbreitung der elektrischen Wellen, besonders der Kurzwellen, zulassen, wurden letzthin bei Beobachtung kommerziell arbeitender Kurzwellenstationen gewonnen. Die Radio Corporation of America hat im Monat Oktober einen Kurzwellensender 2xsa jetzt 2xt, mit 16,175 m Welle in Betrieb genommen, der hier nach Deutschland betriebsmäßig mit der Transradio A.-G. für drahtlosen Übersee-Verkehr arbeitet. Der Verkehr mit diesem Sender wickelt sich während der Stunden ab, in denen die Übertragungsstrecke vollkommen im Tageslicht liegt. Dabei werden Wortgeschwindigkeiten bis 80 Worte und mehr in der Minute angewendet. Dieser Verkehr beweist, wie auch der von Transradio nach Buenos Aires mit dem Sender aga 15 m ausgeführte, daß mit Kurzwellen auch der Tagesverkehr nach Übersee möglich ist. Der amerikanische Sender 2xt arbeitet mit etwa 12 KW in der Antenne. Bei dem Empfang mit Recorderstreifen hier in der Betriebszentrale Transradios stellten sich oft störende Zeichen ein, die der Vermutung Raum gaben, daß es sich dabei um Zeichen handeln müsse, die den anderen Weg um die Erde genommen haben. Solche Zeichen wurden seinerzeit auch von der Marconi-Gesellschaft bei deren Versuchen mit Kurzwellen festgestellt. Es wurden nunmehr die Signale dieser amerikanischen Station mit einem Siemens-Oscillographen in der Empfangsstelle Transradios, Geltow, aufgenommen und dabei die kurze Zeit später eintreffenden „Doppelzeichen" registriert, wie sie auf dem beigegebenen Bilde 1, das einen Ausschnitt aus dem oscillographischen Streifen darstellt, ersichtlich ist. Diese doppelten Zeichen von 2xt sind zeitweise so stark, daß die betriebsmäßige Aufnahme dadurch erheblich erschwert bzw. ganz unmöglich gemacht wird.

Im Bilde 2 ist hierfür als Beweis ein Stück eines Recorderstreifens abgebildet.

Die amerikanische Station sandte als Abstimmzeichen a, b, c, und auf dem ersten Streifenstück erkennt man, wie beim Buchstaben b (— . . .) noch ein Punkt hinzugekommen ist, jener also in (6) — . . . . verändert wurde. Der zweite Streifen stellt die Verstümmelung des Buchstabens c dar. Man sieht also, daß man sich vor den Zeichen, die den anderen Weg um die Erde nehmen, schützen muß.

Damit zur genaueren Untersuchung die direkten und die Doppelzeichen nicht ineinander liefen, wurde die amerikanische Station gebeten, nur immer fünf getrennte Punkte in der Sekunde zu senden. Die Station 2xt wurde mit 2 Kurzwellenempfängern in Geltow aufgenommen, und je ein Empfänger wurde an eine Schleife des Oscillographen geführt. Der eine dieser Empfänger war an eine schräg zu einem 15 m hohen Mast geführte 20 m lange Linear-Antenne und an Erde angeschlossen. Die andere Empfangsanlage war mit einer Dipol-Antenne verbunden, die an einem Mast von etwa 10 m Höhe befestigt war und mit der Vertikalen einen Winkel von etwa 40° bildete.

Die obere Oscillographenkurve auf dem Bilde 1 stellt die Aufnahme mit der erstgenannten Apparatur, die unten befindliche die Aufnahme mit der zweiten Apparatur dar. In der Mitte des Bildes ist als Zeitmarke der Verlauf eines 50periodigen Wechselstromes aufgenommen. Leider war dieser Netzstrom nicht konstant genug. Für genauere Messungen muß hierfür ein ganz konstanter Strom von größerer Periodenzahl angewendet werden, um die kleinen Zeitintervalle genauer feststellen zu können. Der Abstand zwischen 2 Wellenbergen dieser Kurve ist also das Maß für $^1/_{50}$ Sekunde. Wertet man nun die obere Kurve aus, so

zeigt sich, daß das Doppelzeichen etwa 0,096 Sekunden später als das Hauptzeichen ankommt, d. h., es hat also einen um rund 28 382 km längeren Weg durchlaufen als das Hauptzeichen.

Von Interesse ist die oscillographische Aufnahme mit dem zweiten Empfänger. Hier ist von den doppelten Zeichen nichts zu sehen, wahrscheinlich, weil bei dieser Aufnahmezeit gerade der Dipol in bezug auf die Polarisationsebene der Welle eine ungünstige Stellung hatte. Vielleicht hatte auch diese starkes Fading. Bei früheren Vergleichsbeobachtungen dieser Art war — abgesehen von einer schwachen Verschiebung der fadings — kaum ein Unterschied bei den beiden Antennen festzustellen. Eine genauere Messung wurde mit einem konstanten Strom von 1880 Hertz als Zeitmarke ausgeführt. Bei Auswertung dieses Oscillogramms, Bild 3, kommt das zweite Zeichen 0,0957 Sek. später als das Hauptzeichen; es hatte somit einen 28 705 km längeren Weg zurückgelegt.

Die vorstehenden Ergebnisse regten dazu an, diese Doppelzeichen bei dem in Nauen aufgestellten Sender aga zu beobachten, der mit etwa 8 KW in der Antenne und 15 m Welle arbeitet. Auch dieserVersuch war erfolgreich. Im Bilde 4 ist ein Ausschnitt aus einem Oscillographenstreifen wiedergegeben. Nach durchschnittlich 0,135 Sekunden erscheint hier das Doppelzeichen, hat also, wenn man die Lichtgeschwindigkeit zu 299 800 km/Sek. zu Grunde legt, einen Weg von 41 499 km [1]) durchlaufen, also einen größeren Weg, als der Umfang des größten Erdkreises beträgt.

Setzt man nun voraus, daß die Bahn ein Parallelkreis zum größten Kreis der Erdkugel ist, und berücksichtigt man den genaueren Wert der Weglänge dieser Bahn, so würde die Fortpflanzung dieser kurzen Welle in einer Höhenschicht von etwa 182 km über dem Erdboden erfolgen. Der Beweis dafür, daß die Fortpflanzung in dieser Kreisbahn geschieht, ist damit nicht erbracht, auch nicht, in wieviel solcher Kreisbahnen die Energie nach ihrem Umlauf um die Erde wieder zu der Empfangsstelle Geltow zurückkehrt. Bemerkt möge werden, daß die Doppelzeichen einwandsfrei erst bei diesen ganz kurzen Wellen von rund 15—22 m festgestellt worden sind. Bei Wellen von größeren Längen waren sie noch nicht zu registrieren; es kann sein, daß die Amplituden der Doppelzeichen dann schon zu klein waren. Durch Verbesserung der Empfindlichkeit der Empfangsmittel wird es aber auch vielleicht möglich sein, die Doppelzeichen festzustellen. Die hier angewandte Methode gestattet die Untersuchung vieler für die Wellenausbreitung wichtiger Vorgänge.

So kann an einem betimmten Ort der Erde für verschiedene Wellen, wie im Falle des Versuchs mit aga, der von diesen Wellen zurückgelegte Weg um die Erde festgestellt werden. Dabei wird es möglich sein, Näheres über die etwaige Abhängigkeit des zurückgelegten Wegs von der Tageszeit und Jahreszeit zu ermitteln.

Die vorstehenden Darlegungen erheben keinen Anspruch auf exakte Messungen, sie sind nur Betriebserfahrungen und sollen den Anstoß geben, nach wissenschaftlicher Methode die sehr interessanten und wichtigen Vorgänge bei der Wellenausbreitung einer weiteren Klärung entgegenzuführen.

[1]) Genauere Messungen ergaben einen Weg von 41 200 km.

Zusammenfassung.

Beim Schreibempfang der amerikanischen Kurzwellenstation 2xt, $\lambda = 16{,}175$ m, zeigten sich oft störende Doppelzeichen, deren zeitliche Verspätung vermuten läßt, daß sie durch Wellen verursacht sind, die in der anderen Richtung um die Erde einen längeren Weg zurückgelegt haben. Solche Doppelzeichen wurden oszillographisch aufgenommen.

Es gelang weiter, mit dem 8 kW-Kurzwellensender aga in Nauen bei einer Wellenlänge von 15 m Zeichen rund um die Erde herum zu senden und ebenfalls zu registrieren. Die Zeichen benötigen hierfür durchschnittlich 0,138 sec., was einen Weg von 41 200 km ergibt, falls normale Lichtgeschwindigkeit angenommen wird. Diesem Weg würde ein Großkreis um die Erde von etwa 182 km Höhe entsprechen.

(Eingegangen am 10. 11. 1926.)

Über „Relaxationsschwingungen".[1])

Von **Balth. van der Pol Jr.**

1. Die Bedingung eines einfachen Schwingungssystems, das einen einzigen Grad von Freiheit besitzt und in dem ein Widerstand vorhanden ist, kann durch die bekannte lineare Differentialgeichung

$$\ddot{x} + a\dot{x} + \omega^2 x = 0 \tag{1}$$

bezeichnet werden, deren Lösung

$$x = C_1 e^{-\frac{a}{2}t} \sin\left(\sqrt{\omega^2 - \frac{a^2}{4}} \cdot t + \varphi\right) \tag{2}$$

ist.

Ist außerdem

$$a > 0$$

und

$$\frac{a^2}{4} < \omega^2$$

so stellt die Lösung (2) eine gedämpfte Schwingung dar mit einem logarithmischen Dekrement δ, bestimmt durch

$$\frac{\delta}{\pi} = \frac{a}{\omega}$$

Ist der „Widerstand" im System negativ, wie dies in gewissen elektrischen Schwingungskreisen der Fall sein kann, so wird das Vorzeichen von a umgekehrt und (1) wird

$$\ddot{x} - a\dot{x} + \omega^2 x = 0, \tag{3}$$

deren Lösung

$$x = C_1 e^{+\frac{a}{2}t} \sin\left(\sqrt{\omega^2 - \frac{a^2}{4}} \cdot t + \varphi\right) \tag{2a}$$

ist.

Ist wieder

$$a > 0$$

und

$$\frac{a^2}{4} < \omega^2,$$

[1]) Vortrag, der am 27. März 1926 vor dem Verein „Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging" und am 15. Mai 1926 vor der Gesellschaft „Nederlandsch Radiogenootschap" abgehalten wurde.

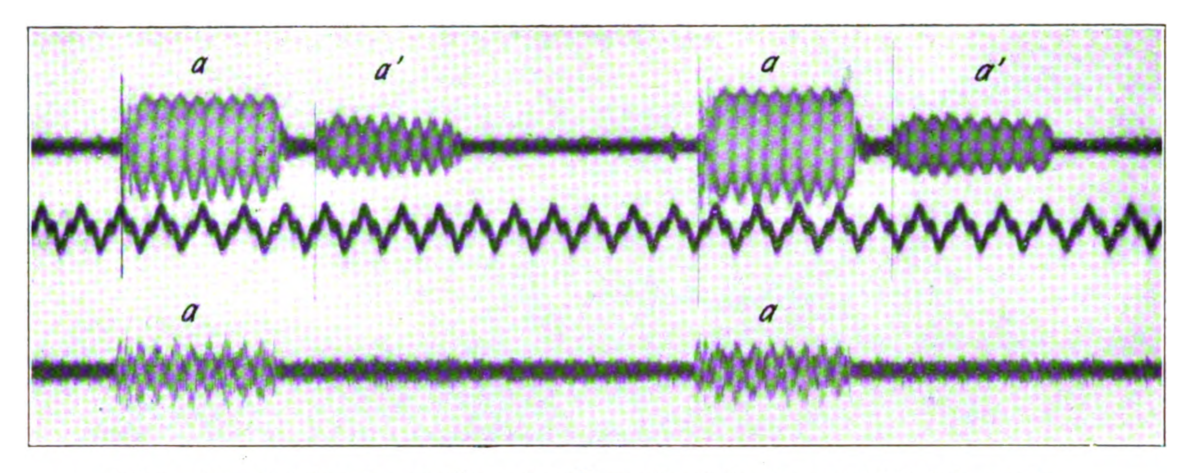


Bild 1. Doppelzeichen der amerikanischen Kurzwellenstation 2*xsa* (jetzt 2 *xt*) $\lambda = 16{,}175$ m.
Aufgenommen: Geltow, 11. X. 26, 15[30] MEZ. (Zeitmarke 50periodiger Wechselstrom).
a Hauptzeichen, *a'* Doppelzeichen.

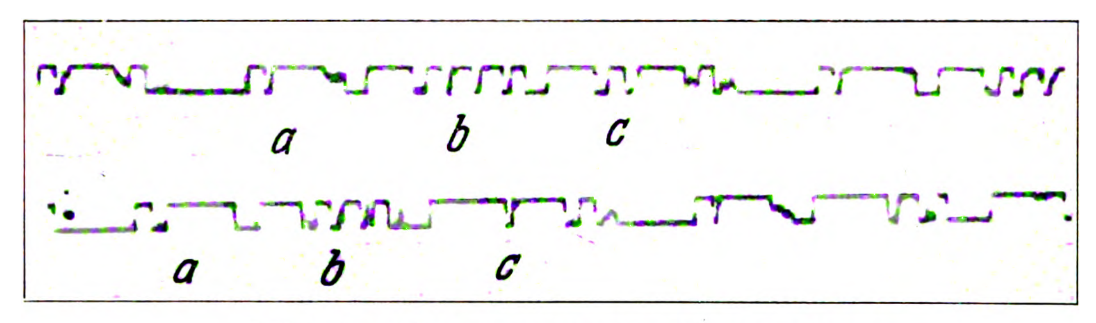


Bild 2. Durch Doppelzeichen gestörte Rekorderzeichen.

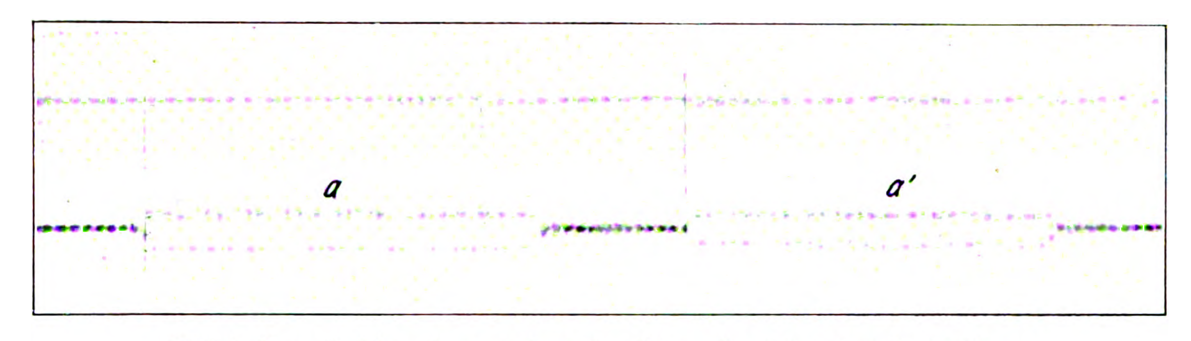


Bild 3. Doppelzeichen der amerikanischen Kurzwellenstation 2*xt*, $\lambda = 16{,}175$ m.
Aufgenommen: Geltow, 28. X. 26, 14[20] MEZ. (Zeitmarke 1880 Hertz).
a Hauptzeichen, *a'* Doppelzeichen.

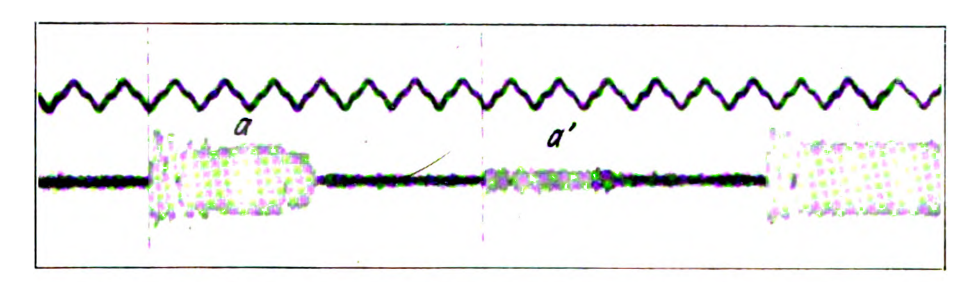


Bild 4. Aufnahme eines Doppelzeichens, nachdem es die Erde umlaufen hat.
Sender *aga*, $\lambda = 15$ m, 20. X. 26, 12[33] MEZ.
a Hauptzeichen, *a'* Doppelzeichen.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10.

Zum Aufsatz: E. Quäck,
Neues über die Ausbreitung von kurzen Wellen.



so stellt die Lösung (2a) wieder eine Schwingung dar; in diesem Falle aber nimmt die Amplitude allmählich zu anstatt ab und das logarithmische Dekrement im ersten Falle wird ein logarithmisches Inkrement δ, bestimmt durch

$$\frac{\delta}{\pi} = \frac{a}{\omega}.$$

2. Eine Lösung der Form (2a) ist jedoch physikalisch nicht zu verwirklichen, weil sie eine bis ins Unendliche anwachsende Amplitude darstellt. Deshalb ist für physikalische Systeme die Differentialgleichung (3) nur für Werte von x unter einer gewissen Grenze gültig. Um die Begrenzung der Amplitude zum Ausdruck zu bringen, müssen wir annehmen, daß der Koeffizient des „Widerstand"-Gliedes eine Funktion der Amplitude selbst ist, die für höhere Werte positiv wird. Deshalb können wir in (3) a durch den Ausdruck $a - 3\gamma x^2$, ersetzen, worin γ eine Konstante ist. Wir erhalten somit anstatt (3):

$$\ddot{x} - (a - 3\gamma x^2)\dot{x} + \omega^2 x = 0. \tag{4}$$

Diese Gleichung wurde bereits früher bei der Behandlung von Elektronenröhren-Schwingungen [2]) ins Auge genommen.

Wir führen jetzt neue Einheiten für die Zeit und für x ein und schreiben

und
$$\left.\begin{aligned} \omega t &= t', \\ x &= \sqrt{\frac{a}{3\gamma}}\cdot v. \end{aligned}\right\} \tag{4a}$$

Es wird dann (4) (nach Fortlassung der Akzente)

$$\ddot{v} - \frac{a}{\omega}(1 - v^2)\dot{v} + v = 0. \tag{5}$$

Schreiben wir weiter

$$\frac{a}{\omega} = \varepsilon,$$

so erhalten wir:

$$\ddot{v} - \varepsilon(1 - v^2)\dot{v} + v = 0, \tag{6}$$

welche Gleichung (6) der Hauptgegenstand unserer Untersuchung sein wird.

Nun ist es aus den gewöhnlichen Fällen von Elektronenröhren-Schwingungen als Ergebnis experimenteller Untersuchungen bekannt, daß zur Erreichung des Endwertes die Amplitude mehrere Perioden benötigt. Mathematisch ausgedrückt bedeutet dies

$$\varepsilon \ll 1. \tag{7}$$

Unter Berücksichtigung der Bedingung (7) kann die Gleichung (6) annähernd folgendermaßen gelöst werden.

Sei

$$v = a\sin(t + \psi), \tag{8}$$

worin, da das logarithmische Inkrement klein ist, wir annehmen dürfen, daß a eine sich langsam mit der Zeit ändernde Funktion ist, so daß

$$\dot{a} \ll a$$

Wenn man (8) in (6) einsetzt und kleine Größen fortläßt und höhere Harmonischen vernachlässigt, findet man

$$\frac{1}{\varepsilon}\frac{da^2}{dt} - a^2 + \frac{1}{4}a^4 = 0$$

oder

$$a^2 = \frac{4}{1 + e^{-\varepsilon(t+c)}}.$$

Die annähernde Lösung von (6) kann somit geschrieben werden

$$v = \frac{2\sin(t+\psi)}{\sqrt{1 + e^{-\varepsilon(t+c)}}}, \tag{8a}$$

und dieser Ausdruck stellt eine Schwingung dar, deren Amplitude anfangs [3]) mit der Zeit gemäß dem Faktor $e^{+\frac{\varepsilon}{2}t}$ zunimmt, sich schließlich aber dem konstanten Wert

$$a = 2$$

nähert.

Führen wir die ursprünglichen Variabeln von (4) wieder ein, so erhalten wir schließlich

$$x = \sqrt{\frac{4a}{3\gamma}}\cdot\frac{1}{\sqrt{1 + e^{-a(t+c)}}}\cdot\sin(\omega t + \psi).$$

Es liegt jedoch eine direktere Methode zur Ermittlung des konstanten Endwertes der Amplitude der Schwingungen für Fälle wie durch (6) dargestellt vor. Nehmen wir z. B. an, daß eine periodische Lösung der Gleichung existiert. Multiplizieren wir (6) mit $\int v\,dt$ und integrieren wir über die (unbekannte) Periode, so finden wir

$$\overline{v^2} = \frac{1}{3}\overline{v^4} \tag{9}$$

(die wagerechten Striche bedeuten eine Integration über die Periode).

Nehmen wir nun an, daß v annähernd sinusförmig ist, d. h.

$$v = a\sin t$$

so ergibt sich sofort aus (9)

$$a^2 = 4.$$

Zwecks Ermittlung der Schwingungszeit multiplizieren wir (6) mit v und integrieren über die (unbekannte) Periode. In diesem Falle finden wir, daß

$$\overline{\dot{v}^2} = \overline{v^2} \tag{10}$$

so daß, falls wir wieder annehmen, daß die Lösung annähernd sinusförmig ist, wir aus (10) finden, daß die Winkelfrequenz der Einheit gleich ist.

3. Bisher haben wir (6) unter der Annahme der Bedingung

$$\varepsilon \ll 1 \tag{7}$$

betrachtet; es ist aber überaus wichtig, und außerdem der Hauptgegenstand dieses Artikels, zu prüfen, was geschieht, falls

$$\varepsilon \gg 1. \tag{7a}$$

Es kann bemerkt werden, daß sogar mit der neuen Bedingung (7a) die Gleichung (6) eine periodische Lösung haben kann, da die Beziehungen (9) und (10) von dem numerischen Wert von ε unabhängig sind. Ferner dürfen wir aus physikalischen Gründen erwarten, daß es tatsächlich eine periodische Lösung von (6) gibt unter Annahme der Bedingung (7a), wie aus den folgenden Betrachtungen hervorgeht. Für kleine Werte von v kann (6) annähernd als

$$\ddot{v} - \varepsilon\dot{v} + v = 0 \tag{11}$$

[2]) Van der Pol, Tijdschr. v. h. Ned. Radio Gen. I, 1920; Radio Review, I, 701, 1920. — Appleton und van der Pol, Phil. Mag. Vol. 43, S. 177, 1922. — Robb, Phil. Mag. Vol. 43, S. 206, 1922.

[3]) d. h. so lange die Amplitude so klein ist, daß in (6) das nicht lineare Glied $v^2\dot{v}$ in bezug auf $\dot{v}$ vernachlässigt werden kann.

geschrieben werden und diese Gleichung hat (mit der Bedingung (7a) eine annähernde Lösung

$$v = C_1 e^{\varepsilon t} + C_2 e^{\frac{t}{\varepsilon}}.$$

Der Wert von v würde sich daher dem Unendlichen asymptotisch nähern, so daß $v = 0$ keine stabile Lösung ist. Deshalb haben wir es, solange (11) gültig ist, mit dem wohlbekannten aperiodischen Fall, jedoch mit negativer Dämpfung, zu tun. Nimmt aber die Amplitude zu und ist $v^2 > 1$, so wird der Koeffizient des zweiten Gliedes auf der linken Seite von (6) positiv, was auf einen positiven Widerstand und demnach auf eine Verkleinerung der Amplitude mit der Zeit hinweist. Nun sind aber die Grenzwerte $v = \pm 1$ keine Lösungen von (6), so daß wir im allgemeinen erwarten dürfen, daß die Lösungen periodisch sind, selbst wenn die Bedingung (7a) erfüllt ist.

Obwohl für kleine Amplituden der Widerstand einen so großen negativen Wert hat, daß der lineare Fall stark aperiodisch sein würde, macht das nichtlineare Glied in (6) d. h. $v^2 \dot{v}$ die Lösung periodisch. Wir können somit sagen, daß wir es mit einer quasi-aperiodischen Lösung zu tun haben.

4. Es ist uns nicht gelungen, eine annähernde analytische Lösung von (6) mit der Bedingung (7a) zu erhalten; eine

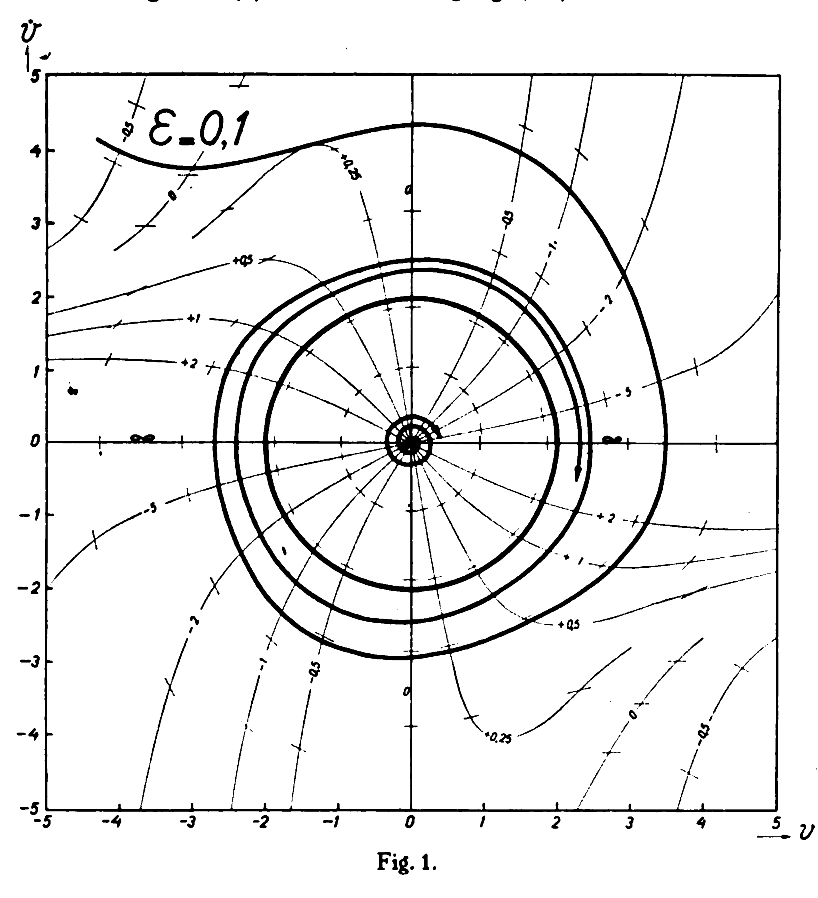


Fig. 1.

graphische Lösung kann aber leicht in folgender Weise gefunden werden. Schreiben wir

$$\dot{v} = z,$$

so kann (6)

$$\frac{dz}{dv} - \varepsilon(1 - v^2) + \frac{v}{z} = 0 \tag{12}$$

geschrieben werden, was eine Gleichung erster Ordnung der Super-Ricatti-Type ist. In einer zv-Fläche ziehen wir eine Reihe von „Isoklynen", d. h. Kurven, die alle Punkte verbinden, für die $\frac{dz}{dv}$ einen bestimmten Wert hat. Ein Beispiel solcher Isoklynen wird durch

$$\frac{dz}{dv} = C_1$$

gegeben, worin C_1 eine Konstante ist, so daß in Verbindung mit (12) wir als Ausdruck für diese Isoklyne haben:

$$C_1 - \varepsilon(1 - v^2) + \frac{v}{z} = 0.$$

Von diesen Isoklynen können mehrere in der z, v-Fläche gezogen werden, und wir können mittels kurzer Linien, wie dies in Fig. 1 geschehen ist, die Richtung angeben, welche die Integralkurven haben müssen, wenn sie eine Isoklyne schneiden. So ist z. B. diese Richtung für die Isoklyne C_1 gegeben durch

$$\frac{dz}{dv} = C_1, \text{ usw.}$$

Aus einem Diagramm, in dem die Neigungswinkel der Integralkurven auf den Isoklynen angegeben sind, können wir leicht die Integralkurven in der z, v-Fläche zeichnen. Dies ist in Fig. 1 für den Wert

$$\varepsilon = 0{,}1$$

geschehen, und man sieht, daß die erhaltene Integralkurve die Bahn eines Punktes angibt, die sich einer geschlossenen Linie nähert, nachdem sie mehrere ganze Kreise durchlaufen hat (kleines Inkrement).

In ähnlicher Weise ist Fig. 2 gezeichnet für

$$\varepsilon = 1,$$

und Fig. 3 für

$$\varepsilon = 10.$$

Sämtliche drei Figuren zeigen unter anderem eine Lösung mit einer geschlossenen Kurve. In dem Falle der Fig. 3 (quasi-aperiodischer Fall) wird der Endzustand der geschlossenen Kurve, die eine periodische Lösung darstellt, praktisch schon nach einer einzigen Umdrehung erreicht.

Ist das Zwischenintegral $z = f(v)$ in dieser Weise erhalten, so ist es leicht, daraus in ähnlicher Weise das Integral

$$v = \psi(t)$$

zu erhalten.

Einige Beispiele solcher Ergebnisse sind in Fig. 4 dargestellt und geben die Lösungen von (6) für die drei Fälle

$$\varepsilon = 0{,}1$$
$$\varepsilon = 1.$$
$$\varepsilon = 10.$$

Der erste Fall (kleines Inkrement) hätte auch aus der Lösung (8a) direkt gezeichnet werden können, und ein numerischer Vergleich der beiden Lösungen ergibt eine genügende Übereinstimmung. Dieser Fall stellt eine sinusförmige Schwingung von allmählich zunehmender Amplitude dar, deren Endwert konstant und gleich 2 ist. Die Winkelfrequenz für die verwendeten Einheiten ist der Einheit gleich. Der zweite Fall von Fig. 4 (d. h. $\varepsilon = 1$) gibt einen nahezu gleichen Sachverhalt zu erkennen, der Endwert der Amplitude wird aber nach einer kleineren Anzahl von Schwingungen erreicht, wobei eine bedeutende Abweichung von der Sinusform beobachtet wird. Der dritte Fall (d. h. $\varepsilon = 10$) ist von besonderer Wichtigkeit. Hier beobachtet man, daß die Kurve anfangs asymptotisch zunimmt und nach nur einer einzigen Periode praktisch den Endzustand erreicht. Dieser Endzustand wird durch eine bedeutende Ab-



weichung von der Sinusform gekennzeichnet. Man sieht, daß die Amplitude sehr langsam vom Wert 2 bis zum Wert 1 abnimmt und dann sehr plötzlich bis zum Wert —2 zurückfällt. Darauf sieht man eine sehr regelmäßige Zunahme des Wertes —2 bis zum Wert —1 und wieder einen plötzlichen Sprung zum Wert 2. Diese Aufeinanderfolge wiederholt sich bis ins Unendliche.

Offenbar enthält diese Form von Schwingungen eine große Anzahl von Harmonischen beträchtlicher Amplitude. Wie weiter unten nachgewiesen wird, nimmt die Periode T, anstatt $= 2\pi$ zu sein (wie es der Fall wäre, wenn $\varepsilon << 1$),

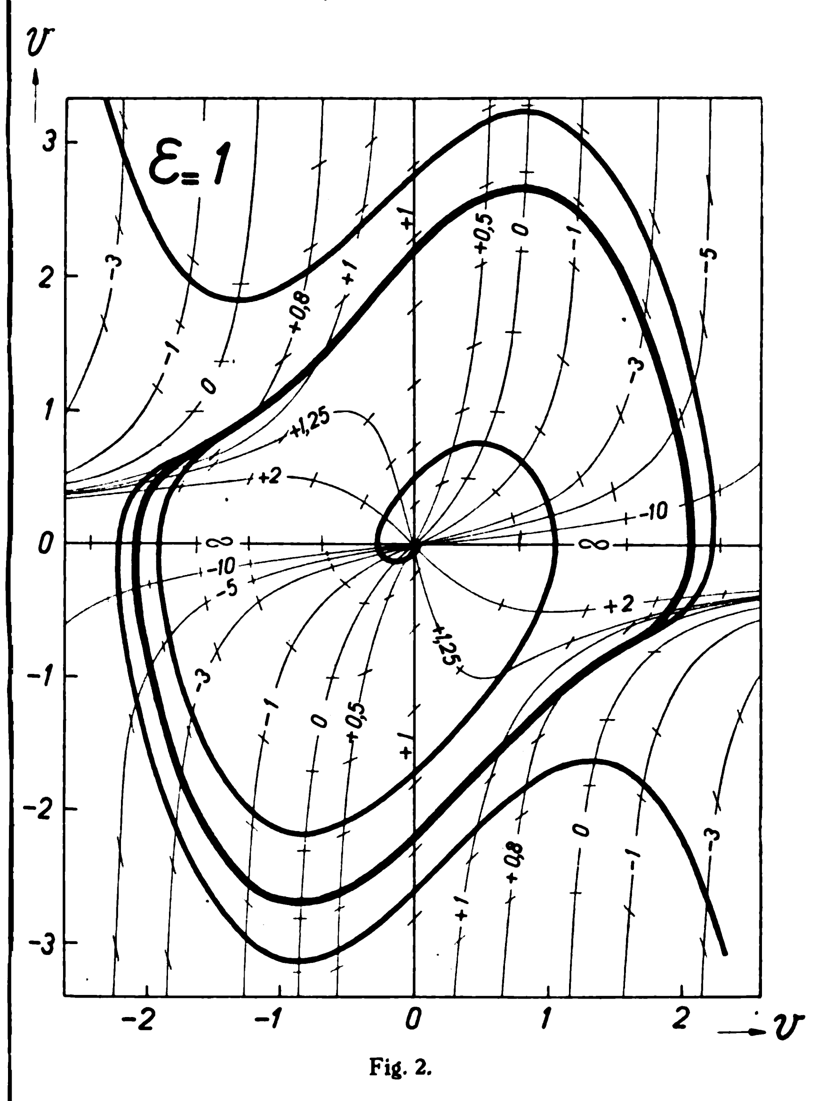


Fig. 2.

bei Zunahme von ε zu und wird, wenn $\varepsilon >> 1$, annähernd gleich ε selbst; das heißt

$$T : \varepsilon.$$

Betrachten wir jetzt genauer die physikalischen Faktoren, die den Wert der Periode T bestimmen. Stellt unsere Gleichung (1) eine Strömung von Elektrizität in einem System dar, das einen Widerstand R, eine Kapazität C und eine Selbstinduktion L enthält, so ist, wie gewöhnlich

$$a = \frac{R}{L},$$

$$\omega^2 = \frac{1}{CL}.$$

Nun fanden wir für die in Einheiten von t' ausgedrückte Schwingungszeit bereits

$$T : \varepsilon,$$

so daß die in Einheiten von t ausgedrückte Periode

$$T = \frac{a}{\omega^2} = RC$$

wird, was eine Relaxationszeit ist (Zeitkonstante).

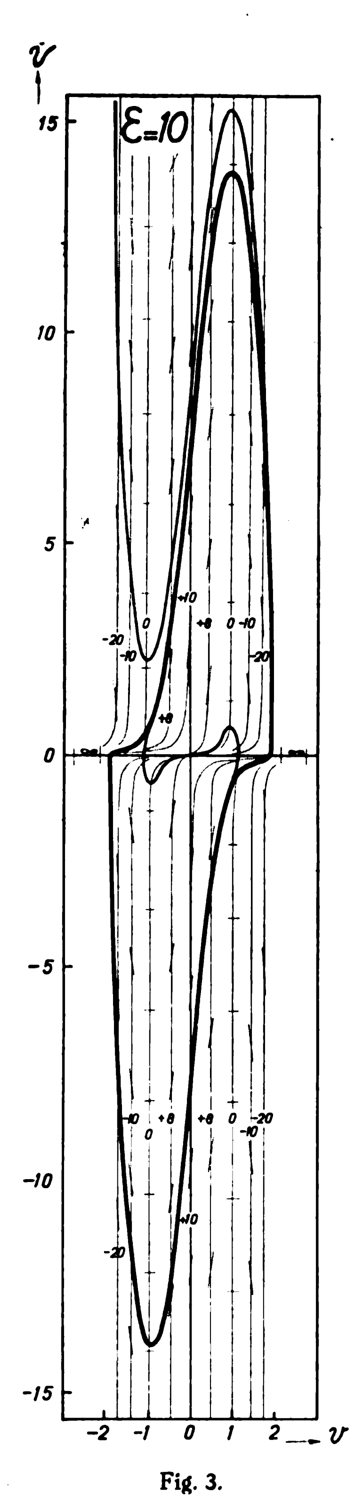


Fig. 3.

Deshalb hat unsere Gleichung (6) für den quasi-aperiodischen Fall (der sich um ein Beträchtliches von der normalen angenäherten sinusförmigen Lösung unterscheidet) eine rein periodische Lösung, deren Schwingungszeit durch eine Relaxationszeit des Systems ausgedrückt wird. Aus diesem Grunde wird der Ausdruck Relaxationsschwingung für diese Erscheinung vorgeschlagen

5. Eine von Abraham und Bloch[4]) beschriebene Schwingungsart ist ein Beispiel von Relaxationsschwingungen. Diese Autore verwenden ein elektrisches System, das aus zwei durch Widerstände und Kapazitäten gekoppelten Elektronenröhren besteht und das sie „multivibrateur" nennen mit Rücksicht auf die große Anzahl von höheren Harmonischen mit beträchtlicher Amplitude, die es im Oszillationszustande erzeugt. Dieses System, das als ein zweifacher Widerstand-Kapazität gekoppelter Verstärker betrachtet werden kann, dessen Ausgangsseite auf die Eingangsseite zurückgekoppelt ist, ist in etwas geänderter Form in Fig. 5 dargestellt. In ihrer ursprünglichen Beschreibung des Systems lenken Abraham und Bloch die Aufmerksamkeit auf den Umstand, daß die Schwingungszeit der vom „multivibrateur" erzeugten Oszillationen dem Produkte RC

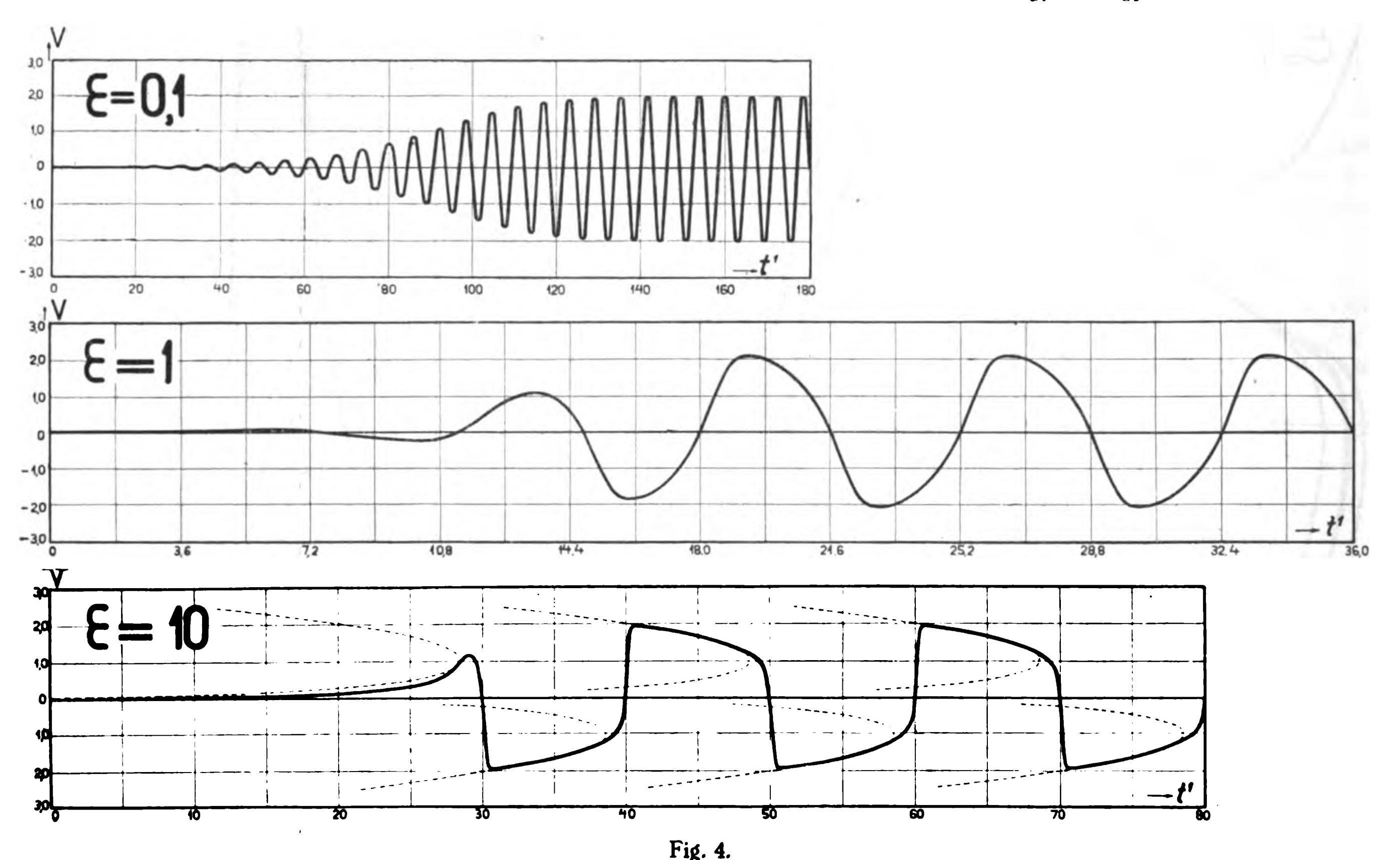


Fig. 4.

(Fig. 5) annähernd gleich ist. Jedoch ist, insoweit uns bekannt, keine theoretische Diskussion über die Weise der Aufrechterhaltung der Schwingungen veröffentlicht worden.

Aus der Symmetrie des Systems dürfen wir erwarten, daß die zwei Elektronenröhren in gerade entgegengesetzten Phasen schwingen können. Ferner ist bekannt, daß die Potentiale und Anodenströme Zeitfunktionen sind, die durch Fig. (4) ($\varepsilon = 10$) genau dargestellt werden. Zwecks Erklärung der Ursache der Aufrechterhaltung der Schwingungen in diesem System, das ausschließlich Widerstände und Kapazitäten enthält, hielten wir es für notwendig, die Selbstinduktion L der mit den beiden Kapazitäten verbundenen Drähte zu berücksichtigen. (Diese wurden in Fig. 5 durch die gestrichelten Linien L bezeichnet.) Mit den Bezeichnungen dieser Figur können die Abweichungen des Stromes und der Spannung von den Werten des instabilen Gleichgewichts durch die folgenden Gleichungen gegeben werden:

$$\left.\begin{aligned} -v_{a_1} = r_1 i_1 &= \left(R + L\frac{d}{dt} + \frac{1}{C}\int dt\right) i_2 \\ R i_2 &= -v_{g_2} \\ i_{a_1} = i_1 + i_2 &= \psi(v_{g_1}) \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

worin $\psi(V_{g_1})$ die Charakteristik der ersten Röhre um die Gleichgewichtslage herum angibt und worin der Einfachheit halber der Einfluß des Anodenpotentials auf den Anodenstrom vernachlässigt worden ist. Nehmen wir ferner an, daß die Röhren dieses symmetrischen Systems einander vollkommen gleich sind und in entgegengesetzten Phasen schwingen, so haben wir

$$v_{g_1} = -v_{g_2} \tag{15}$$

Aus (14) und (15) kann abgeleitet werden

$$\left\{L\frac{d}{dt} + (R + r) + \frac{1}{C}\int dt\right\} v_{g_1} = Rr\psi(v_{g_1}). \tag{16}$$

Nun können wir als einen annähernden Ausdruck für die Charakteristik eine Kurve dritten Grades

$$i_{a_1} = S\left(1 - \frac{v_{g_1}^2}{v_{g_0}^2}\right) v_{g_1} \tag{17}$$

nehmen, worin S die Steilheit der Anodenstrom/Gitterspannungskurve ist.

Gewöhnlich ist der Widerstand r im Anodenkreis klein im Vergleich zum Gitterwiderstand R,

$$r \ll R,$$

so daß aus (16) und (17) folgt,

$$L\ddot{v}_{g_1} - R\left\{(rS - 1) - 3rS\frac{v_{g_1}^2}{v_{g_0}^2}\right\}\dot{v}_{g_1} + \frac{1}{C} v_{g_1} = 0. \tag{18}$$

Aus (18) können wir bemerken, daß der „Widerstand" des Systems für kleine Amplituden nur negativ ist solange

$$rS > 1,$$

[4]) Abraham und Bloch, Ann. de Physique 12, S. 237, 1919.

so daß wir hierin die annähernde Bedingung für das Entstehen von Schwingungen haben. Führen wir die folgenden Einsetzungen ein

$$\left.\begin{aligned} t &= t'\sqrt{CL} \\ \frac{v_{g_1}}{v_{g_0}} &= \frac{v}{\sqrt{3}}\sqrt{1-\frac{1}{rS}} \\ \varepsilon &= R(rS-1)\sqrt{\frac{C}{L}} \end{aligned}\right\} \qquad (19)$$

und

so kann (18) geschrieben werden:

$$\ddot{v} - \varepsilon(1-v^2)\dot{v} + v = 0, \qquad (20)$$

was dieselbe Gleichung (6), wie ursprünglich besprochen, ist, eine Gleichung, die also für den Multivibrateur charakteristisch ist ($\varepsilon >> 1$). Wir bemerken aber, daß wir zur

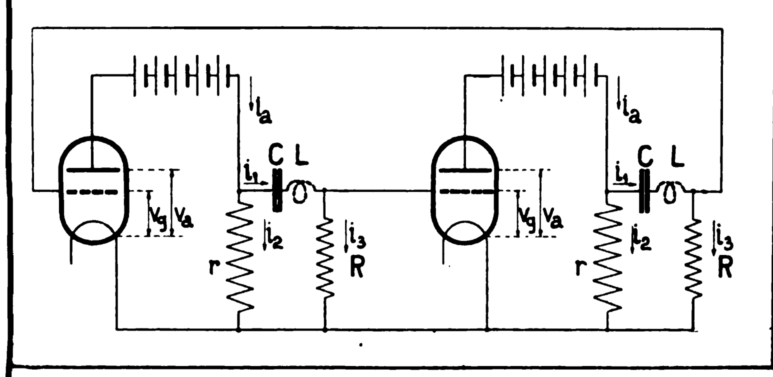


Fig. 5.

Darstellung der Wirkung des Multivibrateurs durch diese Gleichung die kleine Selbstinduktion L der Leitungen nach den Kapazitäten C, in Fig. 5 angegeben, zu berücksichtigen haben.

Wir bemerken ferner aus (19), daß ε von dem Wert von $L^{-1/2}$ abhängig ist, so daß ε unbeschränkt zunimmt in dem Maße, wie L kleiner wird. Wir können eine rohe Schätzung von ε für die folgenden praktischen Werte

$$R = 10^5 \text{ Ohm}, \quad rS - 1 = 3, \quad C = 0{,}01\,\mu Fd, \quad L = 10\,\text{cm}$$

bilden.

In diesem Falle ist

$$\varepsilon = 10^5 \cdot 3 \cdot \sqrt{\frac{10^{-8}}{10 \cdot 10^{-9}}} = 3 \cdot 10^5,$$

so daß die Bedingung

$$\varepsilon >> 1$$

sicher erfüllt ist. Je kleiner der Wert der übrigbleibenden Selbstinduktion L ist, um so größer ist diese Ungleichheit.

Es kann deshalb die Folgerung gezogen werden, daß die besondere Schwingung des Multivibrateurs ein Beispiel einer allgemeinen Art von Relaxationsschwingungen ist und daß wir zwecks Erklärung der Aufrechterhaltung der Schwingungen die übrigbleibende Selbstinduktion des Systems (wie in Fig. 5 angegeben) zu berücksichtigen haben, sei diese so klein wie sie wolle.

Aus obiger Diskussion ergibt sich, wie die Form der Lösung einer Differentialgleichung von der Art (18) oder (6) ganz anders wird, wenn ein Glied mit einem infinitesimalen Koeffizienten (d. h. das erste Glied in (18) berücksichtigt wird.

Der physikalische Grund der Berücksichtigung dieses Gliedes wird jedoch einleuchten, wenn wir (18) oder (6) unter Fortlassung des ersten Gliedes lösen. In diesem Falle ist die Lösung von (6)

$$\log v^2 - v^2 = \frac{2t + C}{\varepsilon} \qquad (20)$$

und diese Lösung ist in Fig. 6 graphisch veranschaulicht. Wir bemerken, daß der Wert von v anfangs exponential mit der Zeit zunimmt; in der Nähe von $v = 1$ aber biegt die Kurve mit einer unendlichen Neigung aufwärts, wobei es im reellen Gebiete weiter keine Lösung gibt. Bleibt also die Selbstinduktion unberücksichtigt, so werden sowohl $\dot{v}$ als auch $\ddot{v}$ unendlich für $v = \pm 1$, so daß die Kondensatoren C (Fig. 5) eine sehr große Ladung in einer unbestimmt kurzen Zeit erhalten würden. Diese unendlich raschen Änderungen des Stromes werden aber durch das Vorhandensein der kleinen übrigbleibenden Selbstinduktionen verhindert.

Dies geht aus dem Umstand hervor, daß die Lösung (20), für deren Ableitung die Selbstinduktion vernachlässigt wird und die wiederholt durch die gestrichelten Linien in Fig. 4 dargestellt ist ($\varepsilon = 10$), annähernd der genauen Lösung entspricht, solange die Neigung von v klein ist. Nähert sich die Neigung aber dem Unendlichen, so bemerken wir, daß das Glied in $\ddot{v}$ in (6) seinen Einfluß geltend macht und daß dieser den Multivibrateur in Schwingung hält, indem er verhütet, daß die Krümmung unendlich wird.

Der Multivibrateur kann deshalb mit einer doppelt wirkenden Dampfmaschine mit einem weitaus zu kleinen Schwungrad verglichen werden. Die kleine Trägheit des Schwungrades ist jedoch notwendig, um das System über die toten Punkte hinwegzuführen.

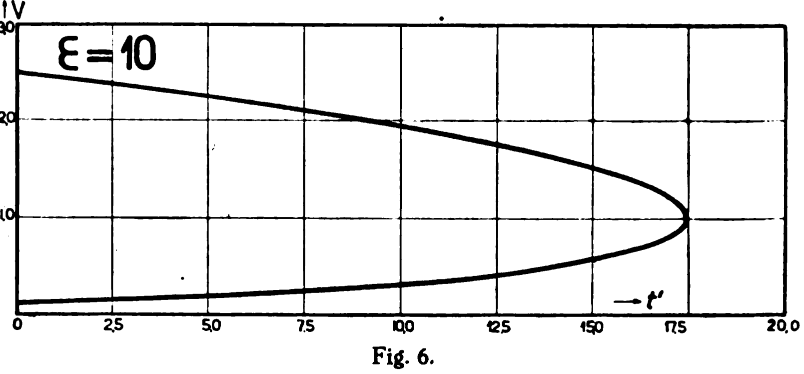


Fig. 6.

6. Wo die allgemeine Gleichung (4) für *Relaxationsschwingungen* nunmehr bekannt ist, ist es leicht, andere elektrische Systeme derselben Art zu entwerfen. Ein solches System ist z. B. in Fig. 7 dargestellt und besteht aus einer Doppelgitterröhre, zwei Widerständen r und R und einem Kondensator C. Berücksichtigen wir wieder die Selbstinduktion L der Leitung, die den Kondensator mit dem Außengitter verbindet, so finden wir, daß die Spannungen im System durch (6) dargestellt werden. Eine experimentelle Untersuchung des Systems zeigte, daß dieses Schwingungen mit einer Schwingungszeit erzeugt, die ungefähr gleich CR ist. Wird r durch ein Telephon ersetzt, so werden die Schwingungen hörbar und die Frequenzänderung kann bei Änderung von R oder C leicht demonstriert werden.

7. Ferner scheint es ganz annehmlich, daß, wenn die ganze Charakteristik (einschließlich der Teile mit negativer Krümmung) berücksichtigt wird, die wohlbekannte Schwin-

gung einer Neonröhre, die mit einem Widerstand mit parallel zu ihm geschalteten Kondensator[5]) verbunden ist, in gleicher Weise als Relaxationsschwingung behandelt werden kann.

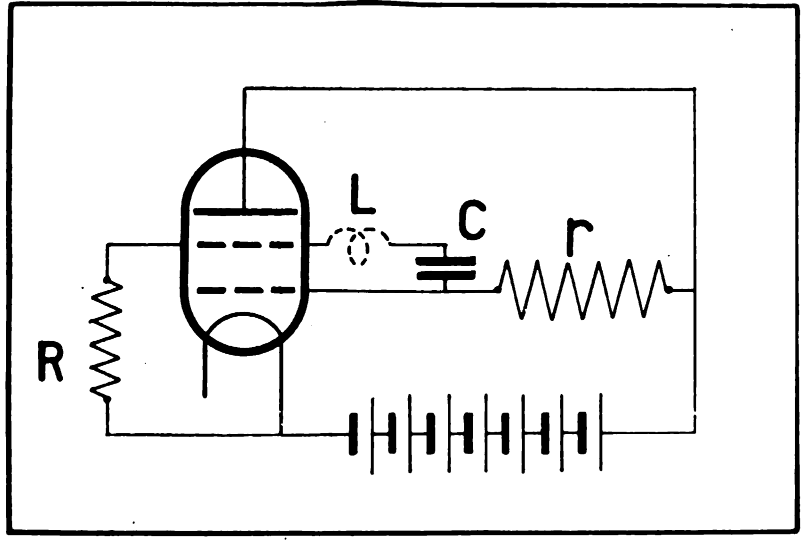


Fig. 7.

[5]) Siehe z. B. Schallreuter, Über Schwingungserscheinungen in Entladungsröhren. Braunschweig 1923.

Des weiteren ist es wahrscheinlich (obwohl es nicht genau geprüft worden ist), daß die Schwingungen eines „Wehnelt"-Unterbrechers und vielleicht auch der Herzschlag der allgemeinen Klasse von Relaxationsschwingungen angehören. Auch ein von einem mit konstanter Geschwindigkeit drehenden Seriendynamo gespeister fremderregter Motor führt Relaxationsschwingungen aus, d. h. der Motor ändert selbsttätig seine Drehungsrichtung; die Geschwindigkeit ist jedoch nicht eine sinusförmige Funktion der Zeit, sie wird aber sehr annähernd durch Fig. 4 ($\varepsilon = 10$) dargestellt.

Schließlich fallen auch die eckigen Schwingungen, die ein Widerstandsverstärker bisweilen ausführt, unter den allgemeinen Begriff der Relaxationsschwingungen.

Physikalisches Laboratorium
der N. V. Philips' Gloeilampenfabriken.

Eindhoven, April 1926.

(Eingegangen am 3. 9. 1926.)

Eine Ursache der Änderung des Polarisationszustandes kurzer Wellen.

Von **N. von Korshenewsky**, Berlin.

Beim Empfang kurzer Wellen hat man bekanntlich die Beobachtung gemacht, daß die ankommenden Wellen in bezug auf ihren Polarisationszustand von den vom Sender ausgesandten verschieden sind. Werden vom Sender linear polarisierte Wellen ausgesendet, so sind die am Empfangsort ankommenden im allgemeinen in einer senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung orientierten Ebene elliptisch polarisiert, oder im Spezialfall linear polarisiert, jedoch mit einer anderen Schwingungsrichtung als der ausgesandten. Es entsteht also auf dem Wege vom Sender zum Empfänger eine Schwingungskomponente senkrecht zur Schwingungsrichtung und zur Fortpflanzungsrichtung der ausgesandten Wellen. Für den Fall, daß vom Sender Wellen ausgesandt werden, deren elektrisches Feld senkrecht schwingt, tritt durch die Übertragung in der Atmosphäre eine horizontale elektrische Feldkomponente auf. Wird umgekehrt am Sender eine Welle erzeugt, deren elektrisches Feld horizontal ist, so ändert sich der Polarisationszustand in dem Sinne, daß eine Vertikalkomponente beobachtet wird. Zur Erklärung dieser Erscheinung ist von einigen Physikern der Einfluß des Erdmagnetfeldes angenommen worden, wodurch eine Beeinflussung der Polarisationsebene entsprechend dem Faraday-Effekt der Optik auftreten müßte. Dieser Ansicht, allein durch die magnetische Wirkung die Drehung zu erklären, stehen jedoch verschiedene theoretische Bedenken entgegen. Auch haben sich Widersprüche mit Beobachtungsresultaten ergeben. So hat sich z. B. der zu erwartende Einfluß bei Änderung der Richtung Sender—Empfänger in bezug auf das Erdmagnetfeld nicht nachweisen lassen [1]) [2]).

Im folgenden wird eine Ursache der Beeinflussung der Polarisationsrichtung kurzer Wellen bei ihrer Fortpflanzung durch die Atmosphäre angegeben.

Das Zustandekommen einer Schwingungskomponente, die senkrecht zur Schwingungsrichtung in vertikaler oder horizontaler Ebene polarisierter Wellen und senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung orientiert ist, kann durch Brechungen und Reflexionen in den atmosphärischen Schichten nicht erklärt werden, solange dieser Brechungs- und Reflexionsvorgang nur in der Vertikalebene, die durch den Sende- und Empfangsort zu legen ist, berücksichtigt wird, d. h., solange die Bahn des elektromagnetischen Strahles als ebene Kurve, die in dieser Vertikalebene liegt, gedacht ist. Gemäß dieser Betrachtungen des Fortpflanzungsvorgangs kurzer Wellen werden die atmosphärischen Verhältnisse nur in vertikaler Richtung berücksichtigt, d. h. für die Krümmung des Strahles ist dabei nur der vertikale Gradient der Dielektrizitätskonstante von ausschlaggebender Bedeutung und für die Reflexionen die Höhe der reflektierenden Schichten und der in dieser Vertikalebene angenommenen Einfallswinkel. Durch Brechung und Reflexion kann eine Drehung der Polarisationsebene nur dann zustande kommen, wenn die Polarisationsebene weder mit der Einfallsebene zusammenfällt, noch senkrecht zu ihr liegt. (Unter Einfallsebene ist dabei, entsprechend der Bezeichnung der Optik, die Ebene verstanden, die durch den Strahl und die auf der brechenden bzw. reflektierenden Fläche im Einfallpunkt errichtete Senkrechte gelegt ist.) Ist die Schwingungsrichtung aber gegen die Einfallsebene um einen Winkel zwischen

[1]) G. W. Pickard, „The polarization of radio waves", Proc. Inst. Radio Eng. 14, 205—212, 1926. Referat ds. Jahrbuch 27, S. 161, 1926. — [2]) Auf das Fehlen einer ausreichenden Erklärung dieser Drehungen der Polarisationsebene ist auch in der diesjährigen Sitzung der Heinrich-Hertz-Gesellschaft in Düsseldorf besonders hingewiesen worden.



0 und 90° geneigt, so wird bei verschiedener Brechung bzw. Reflexion der parallelen und senkrechten Komponente eine Drehung möglich. Wird also die Ablenkung des Strahles, sei es infolge von Brechungen oder Reflexionen, nur in der Vertikalebene, welche den Sender und Empfänger verbindet, berücksichtigt, so kann für Wellen, deren elektrisches Feld in dieser Vertikalebene (Vertikal-Antenne), oder senkrecht zu ihr (Horizontal-Antenne) schwingt, durch Brechungen und Reflexionen keine derartige Änderung des Polarisationszustandes erklärt werden, bei der am Empfangsort eine Feldkomponente senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung und zur Schwingungsrichtung der ausgesandten Welle auftritt. Tatsächlich wird aber der elektromagnetische Strahl unmöglich eine ebene Kurve in der Vertikalebene zwischen Sender und Empfänger beschreiben, denn dieses würde ja nur dann möglich sein, wenn die Schichten gleichen Brechungsvermögens absolut konzentrisch mit der Erdoberfläche gelagert werden und wenn sämtliche reflektierenden Flächen orthogonal zu dieser Vertikalebene orientiert sein würden. Dies ist natürlich ein in der Natur nicht vorkommender Fall. Vielmehr muß der elektromagnetische Strahl auf dem Wege vom Sender zum Empfänger auch seitliche Ablenkungen erfahren und zwar Krümmungen, die dadurch zustande kommen, daß ein Gefälle der Ionen- bzw. Elektronendichte in der Richtung senkrecht zu der durch Sender und Empfänger gehenden Vertikalebene anzunehmen ist, und daß ferner Reflexionen an Flächen erfolgen, die verschiedene Neigungswinkel gegenüber der Vertikalebene haben. Der elektromagnetische Strahl muß außer der Ablenkung in vertikaler Richtung somit auch Ablenkungen in azimutaler Richtung erfahren, so daß er eine Kurve beschreibt, die nicht in der vertikalen Ebene durch Sende- und Empfangsort liegt, sondern in Ebenen, die zu dieser geneigt sind. Es stellt die Trajektorie des elektromagnetischen Strahles eine komplizierte Raumkurve dar. Bei den Brechungen und Reflexionen aber, die nicht in der Vertikalebene, sondern in zu dieser geneigten Ebenen erfolgen, ist die Schwingungsrichtung, die beim Sender vertikal oder horizontal sei, gegen die Einfallsebene zu den brechenden bzw. reflektierenden Schichten geneigt, so daß eine Zerlegung in die beiden Komponenten in der Einfallsebene und dazu senkrecht möglich ist. Da aber die Brechungs- bzw. Reflexionsverhältnisse in bezug auf diese beiden Komponenten im allgemeinen verschieden sind, so wird der gebrochene bzw. reflektierte Strahl, der am Empfangsort ankommt, einen Polarisationszustand haben, der infolge der Verschiedenheit der Brechungen bzw. Reflexionen der beiden Komponenten gegenüber dem einfallenden verändert ist. Findet also z. B. bei einer Brechung in seitlicher Richtung bloß eine Änderung des Amplitudenverhältnisses der in der Einfallsebene und der zu ihr senkrecht schwingenden Komponenten statt, so ist die Polarisationsebene des gebrochenen Strahles gegenüber der Polarisationsebene des einfachen Strahles um einen Winkel gedreht. Findet dagegen, wie das allgemein der Fall sein wird, noch eine Phasenverschiebung zwischen diesen beiden Komponenten statt, so wird der gebrochene Strahl elliptisch polarisiert sein.

Durch die Berücksichtigung der azimutalen Ablenkungen des elektromagnetischen Strahles auf seinem Wege vom Sender zum Empfänger läßt sich somit das Auftreten der zur Schwingungsrichtung der ausgesandten Wellen und zur Fortpflanzungsrichtung senkrechten Schwingungskomponente auch für den Fall erklären, daß vom Sender Wellen ausgesandt werden, die in der Vertikalebene, die Sende- und Empfangsort verbindet, oder zu dieser senkrecht polarisiert sind.

(Eingegangen am 6. Oktober 1926.)

Zur Theorie der Seitenbänder.

Von **Richard Hiecke.**

Wird die Trägerwelle eines Rundfunksenders durch Überlagerung einer Tonfrequenz moduliert, so treten neben der Frequenz ω_1 der Trägerwelle auch noch Wellen von der Frequenz $\omega_1 + \omega_2$ und $\omega_1 - \omega_2$ auf, wie aus der Gleichung für die modulierte Welle

$$J = (A + B \cdot \sin \omega_2 t) \cdot \sin \omega_1 t = A \cdot \sin \omega_1 t + $$
$$+ (B/2) \cos (\omega_1 - \omega_2) t - (B/2) \cos (\omega_1 + \omega_2) t$$

hervorgeht. Die Seitenfrequenzen für den ganzen Bereich der Tonfrequenzen bilden zusammen die Seitenbänder der Trägerwelle. Man erhält nur dann im Empfangsapparat eine unverzerrte Tonwiedergabe, wenn man die Trägerwelle einschließlich b e i d e r Seitenfrequenzen in ihrem ursprünglichen Amplitudenverhältnisse empfängt; darf also keineswegs einen Teil der letzteren durch allzu scharfe Selektivität unterdrücken. Manchmal trifft man jedoch die Anschauung, daß beim Empfang beider Seitenbänder die Frequenzen $\omega_1 + \omega_2$ und $\omega_1 - \omega_2$ zusammen einen Schwebungston von der Frequenz $(\omega_1 + \omega_2) - (\omega_1 - \omega_2) = 2\,\omega_2$, also die Oktave der Modulationsfrequenz liefern und aus diesem Grunde eines der beiden Seitenbänder schon im Sender zu unterdrücken wäre. Zweck dieser Zeilen ist es, zu zeigen, daß diese Ansicht unrichtig und das gerade Gegenteil davon richtig ist.

Um den Empfang zu beurteilen, muß man die gleichgerichteten Wellen untersuchen, denn nur diese treffen unser Ohr. Es werde nun angenommen, daß die Gleichrichtung in deialer Weise erfolge, d. h., daß die Niederfrequenz aus den vollen Halbwellen, aber auch nicht aus mehr als diesen gebildet werde, und daß ferner der undulierende Charakter der gleichgerichteten Hochfrequenz durch den Parallelkondensator des Telephons vollkommen ausgeglichen sei. Außerdem soll das Verhältnis ω_1/ω_2, wie für den Wellenbereich der Rundfunksender zutreffend, mindestens von der Größenordnung 100 sein, so daß man die Verhältnisse in der Niederfrequenzwelle gegenüber der Trägerwelle als quasistationär betrachten kann. Unter diesen Annahmen ist der Augenblickswert i des Niederfrequenzstromes

$$i = (1/2\pi) \cdot \int_0^\pi J' \cdot \sin a \, d\, a$$

($J' = (A + B \sin \omega_2 t)$ = Augenblicks a m p l i t u d e der modulierten Trägerwelle). Bei gleichzeitigem Auftreten der Trägerwelle und beider Seitenfrequenzen ist nun die Stromstärke der modulierten Trägerwelle

$$J = (A + B \cdot \sin \omega_2 t) \cdot \text{sind}\ \omega_1 t.$$

Setzt man in dieser Formel $t + \vartheta$ an Stelle von t und wählt t dabei so, wie es in einer bestimmten Halbperiode dem Höchstwerte von J entspricht (nämlich $\omega_1 t = (4n + 1)\frac{\pi}{2}$), so ist in der betreffenden Halbperiode

$$J = (A + B \cdot \sin \omega_2 (t + \vartheta) \cdot \cos \omega_1 \vartheta$$

und es ist $J = 0$ für $\omega_1 \vartheta = -\pi/2, +\pi/2$ usw. Setzt man nun $\omega_1 \vartheta = a$, so ist

$$i = (1/2\pi)\int_{-\pi/2}^{\pi/2}[A + B\cdot\sin(\omega_2 t + \omega_2 a/\omega_1)]\cdot\cos a\, d a = A/\pi +$$

$$+ (B/2\pi)\sin\omega_2 t \int_{-\pi/2}^{+\pi/2}\cos(\omega_2 a/\omega_1)\cdot\cos a\, d a +$$

$$+ (B/2\pi)\cos\omega_2 t \int_{-\pi/2}^{+\pi/2}\sin(\omega_2 a/\omega_1)\cos a\, d a.$$

Da $\omega_2 a/\omega_1$ nur klein ist, so kann man alle Glieder von höherer Ordnung als der ersten nach dieser Größe vernachlässigen und $\cos(\omega_2 a/\omega_1) = 1$ setzen. Ferner hat das letzte Integral den Wert 0, da der Verlauf des Integranden von $-\pi/2$ bis 0 jenem von 0 bis $\pi/2$ entgegengesetzt gleich ist. Es ist also bis auf Größen von der Ordnung $(\pi^2/8)\cdot 10^{-4} \backsim$ $\backsim 1{,}25\cdot 10^{-4}$

$$i = (1/\pi)\cdot(A + B\cdot\sin\omega_2 t).$$

i besteht somit aus einer Gleichstromkomponente A/π und einer Wechselstromkomponente $i_w = (1/\pi)\cdot B\sin\omega_2 t$. Die letztere liefert die reine Tonfrequenz ω_2 ohne irgend einen Oberton.

Unterdrücken wir nun im eingangs gegebenen Ausdrucke für J eine der beiden Seitenfrequenzen, z. B. $-(B/2)\cdot\cos(\omega_1 + \omega_2)t$, so ist

$$J = A\cdot\sin\omega_1 t + (B/2)\cdot\cos(\omega_1 - \omega_2)t =$$

$$= (A + (B/2)\cdot\sin\omega_2 t)\cdot\sin\omega_1 t +$$

$$+ (B/4)(\cos(\omega_1 + \omega_2)t + \cos(\omega_1 - \omega_2)t).$$

Während also der erste Teil eine reine Modulation ohne Obertöne darstellt, lassen das 2. und 3. Glied das Auftreten der Oktave von ω_2 vermuten. Sie tritt auch tatsächlich auf; die nach der Gleichrichtung sich ergebenden Bedingungen

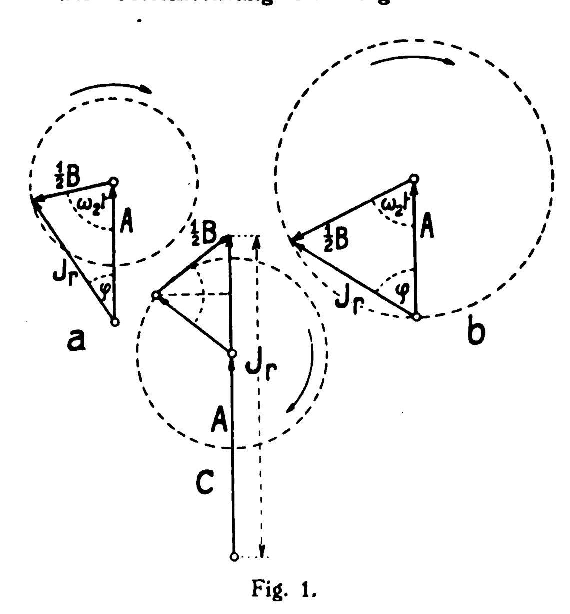


Fig. 1.

sind aber wesentlich verwickelter. Zur bequemeren Berechnung soll vorerst eine belanglose Verschiebung der Modulationsphase vorgenommen werden, die im Verlaufe der Schwingungen von selbst eintritt, wenn ω_1 kein ganzes Vielfaches von ω_2 ist, also nur eine Verschiebung das Nullpunktes der Zeit darstellt. Wir setzen $\pi/2 - \omega_2 t$ statt $\omega_2 t$ und erhalten:

$$J = (A + (B/2)\cdot\cos\omega_2 t)\cdot\sin\omega_1 t + (B/2)\cdot\sin\omega_2 t\cdot\cos\omega_2 t.$$

Die Augenblicksamplitude J_r der zusammengesetzten Schwingung besteht also jetzt aus zwei Komponenten

$$J_o = A + (B/2)\cdot\cos\omega_2 t \text{ und } J_{90} = (B/2)\cdot\sin\omega_2 t$$

und besitzt gegen A die Phasenverschiebung φ. Die resultierende Augenblicksamplitude J_r und die Phase φ sind gegeben durch

$$J_r = \sqrt{A^2 + (B/2)^2 + AB\cdot\cos\omega_2 t} \text{ und } \varphi =$$

$$\operatorname{arctg}[(B/2)\cdot\sin\omega_2 t/(A + (B/2)\cos\omega_2 t)].$$

Diese Verhältnisse sind in Fig. 1 a) für $B < 2A$ und b) für den Grenzfall $B = 2A$ dargestellt. Fig. 1 c) stellt zum Vergleiche die Verhältnisse dar, wenn, wie im oben behandelten Falle, beide Seitenfrequenzen vorhanden sind. Hier ist stets $\varphi = 0$. Dagegen pendelt im Falle a) φ zwischen $\pm\arcsin(B/2A)$ und im Falle b) zwischen $\pm\pi/2$, wobei für $\omega_2 t = 2n\pi$ der Differenzialquotient $d\varphi/d\omega_2 t$ unendlich wird; in diesem Punkte springt φ von $-\pi/2$ auf $+\pi/2$, während es im übrigen durch $\varphi = {}^1/_2[(2n+1)\pi - \omega_2 t]$ dargestellt wird. Der gleichgerichtete Strom i wird wieder durch die Elektrizitätsmenge in einer vollen Periode, geteilt durch die Periodendauer $t_2 - t_0$, also durch

$$i = Q/(t_2 - t_0) = (1/(t_2 - t_0))\cdot\int_{t_1}^{t_2} J_r\cdot\sin(\omega_1 t + \varphi)\cdot dt$$

dargestellt, worin die Bedeutung von t_0, t_1 und t_2 aus Fig. 2 erhellt. Setzt man nun $t = t_m + \vartheta$ und $\varphi = \varphi_m + \vartheta\,\omega_2\,\varphi_m'$,

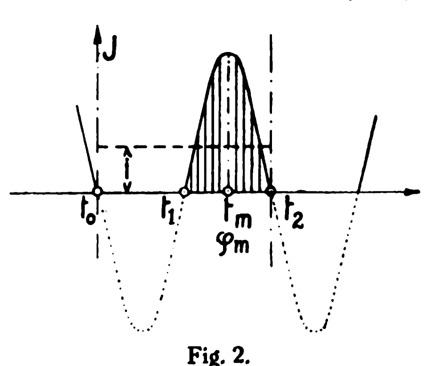


Fig. 2.

worin $\varphi_m' = (d\varphi/d\omega_2 t)t_m$ ist, und wählt man t_m so, daß $\omega_1 t_m + \varphi_m = 2_n\pi + \pi/2$ ist und setzt ferner $\vartheta(\omega_1 - \omega_2\varphi_m') =$ $= a$, so erhält man schließlich

$$i = (1/(\vartheta_2 - \vartheta_0)(\omega_1 + \omega_2\varphi_m'))\cdot\int_{-\pi/2}^{+\pi/2} J_r\cdot\cos a\, d a =$$

$$= (1/2\pi)\cdot\int_{-\pi/2}^{+\pi/2} J_r\cdot\cos a\, d a.$$

Setzt man ferner im weiter oben gegebenen Wurzelausdruck für J_r das Argument des Cosinus, das mit den obigen Substitutionen $\omega_2 t_m + a\,\omega_2/(\omega_1 - \omega_2\varphi_m')$ wird, gleich $+2\beta$ und den Quotient n $2AB/(A + B/2)^2 = k^2$, so erhält man:

$$J_r = (A + B/2)\cdot\sqrt{1 - k^2\sin^2\beta}$$

Ist $B < 2A$, oder $B = 2A\varepsilon$, worin $0 < \varepsilon < 1$, so ist stets $k^2 = 1 - ((1-\varepsilon)/(1+\varepsilon))^2 < 1$. In diesem Falle läßt sich die Wurzel nach Legendre[1]) in eine Cosinusreihe entwickeln, die im ganzen Bereiche $-\infty < \beta < \infty$ gilt. Es ist:

$$\sqrt{1 - k^2\sin^2\beta} = b_0 + b_2\cos 2\beta - b_4\cos 4\beta +$$

$$+ b_6\cos 6\beta - b_8\cos 8\beta - \ldots.$$

[1]) Traité des fonct. ellipt., Chap. 34.



Die Koeffizienten b erhält man mit $s = 2(2-k^2)/k^2$;

$$E = \int_0^{\pi/2} d\varphi \cdot \sqrt{1-k^2\sin^2\varphi};\quad K = \int_0^{\pi/2} d\varphi / \sqrt{1-k^2\sin^2\varphi},$$

wie folgt:

$b_0 = 2E/\pi$; $b_2 = (1/3)(sb_0 - 8K(1-k^2)/\pi k^2)$; $b_4 = (2/5)(sb_2 - b_0)$; $b_6 = (1/7)(4sb_4 - b_2)$; $b_8 = (1/9)(6sb_6 - 3b_4)$ usw.

Wird $k^2 = 1$, wie für $B = 2A$, so läge es nahe,

$$\sqrt{1-k^2\sin^2\beta} = \cos\beta$$

zu setzen. Da aber β nicht beschränkt ist und somit $\cos\beta$ positive und negative Werte annehmen kann, während für J_r nur positive Werte in Betracht kommen, wäre dieser Vorgang unzulässig. Die Entwicklung der Wurzel ist also durch Grenzübergang aus den vorstehenden Formeln zu gewinnen. Für $k^2 = 1$ wird nun $E = 1$ und $s = 2$, während $K\cdot(1-k^2)$ bei der Annäherung an $k^2 = 1$ wie $(1-k^2)\ln(1-k^2)$ dem Grenzwerte Null zustrebt. Es wird dann $b_{2n} = 2/(2n-1)(2n+1)$ und:

$$\sqrt{1-\sin^2\beta} = (2/\pi)\cdot$$
$$\{1 + (2/1\cdot 3)\cos 2\beta - (2/3\cdot 5)\cos 4\beta + (2/5\cdot 7)\cos 6\beta - \ldots\}.$$

Die Verhätnisse für $B < 2A$ und $B = 2A$ sind in Fig. 3 dargestellt.

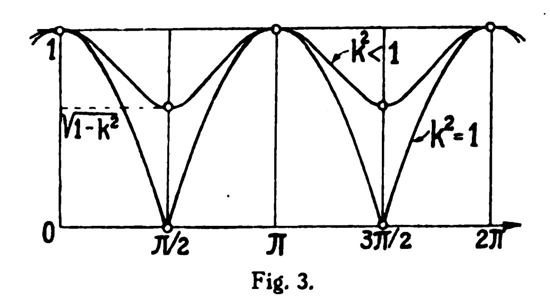


Fig. 3.

Es ist also im allgemeinen;

$$i = [(A + B/2)/2\pi]\cdot$$
$$\cdot\left\{4E/\pi + \sum_1^\infty {}_n (-1)^{n+1} b_{2n} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \cos 2n\beta\cdot\cos a\, da\right\}$$

Indem man hierin für β wieder $+ {}^1/_2(\omega_2 t_m + a\,\omega_2/(\omega_1 - \omega_2\varphi_m')$ setzt und das Produkt der beiden Cosinus nach der Formel $\cos m\cdot\cos n = {}^1/_2(\cos(m+n) + \cos(m-n))$ in eine Summe zweier einfacher Cosinus zerlegt, erhält man mit $p = \omega_2/(\omega_1 - \omega_2\varphi_m')$

$$\int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \cos 2n\beta\cdot\cos a\, da = 2\cos n\,\omega_2 t_m \cdot \cos {}^1/_2 np\pi/(1-(np)^2),$$

und, wenn man jetzt wieder t statt t_m schreibt:

$$i = ((A + B/2)/2\pi)\cdot$$
$$\cdot\left\{4E/\pi + 2\sum_1^\infty {}_n (-1)^{n+1}\cdot b_{2n}\cdot(\cos {}^1/_2 np\pi/(1-(np)^2))\cdot\cos n\omega_2 t\right\}$$

Hierin wird der Quotient $\cos {}^1/_2 np\pi/(1-(np)^2)$ auch für $np = 1$ nicht unendlich, sondern nimmt den Grenzwert $\pi/4$ an. Entwickelt man ferner die Wurzel im ursprünglichen Ausdrucke für J_r zur Zeit t, nämlich

$$J_r = \sqrt{A^2 + (B/2)^2 + AB\cdot\cos\omega_2 t}$$

nach der bisher angewendeten Methode, so erhält man:

$$J_r = (A + B/2)\cdot(b_0 + \sum_1^\infty {}_n (-1)^{n+1}\cdot b_{2n}\cdot\cos n\omega_2 t)$$

Setzt man also $i = J_r/\pi$, so erhält man eine erste Annäherung für i, die sich von der vollständigeren Lösung nur durch das Fehlen des Faktors $\cos {}^1/_2 np\pi/(1-(np)^2)$ unterscheidet. Bei kleinen n ist aber dieser Faktor ohnedies sehr nahe gleich eins. Mit dieser Annäherung erhält man:

1. $B = A/2$; $k^2 = 16/25$; $E = 1{,}2764$; $(1-k^2)\cdot K = 0{,}7183$; $s = 4{,}25$; $i = (A/\pi)\cdot(1{,}016 + 0{,}248\cos\omega_2 t - 0{,}015\cos 2\omega_2 t + 0{,}002\cos 3\omega_2 t\ldots.)$
2. $B = A$; $k^2 = 8/9$; $E = 1{,}1137$; $(1-k^2)\cdot K = 0{,}2809$; $s = 2{,}5$ $i = (A/\pi)\cdot(1{,}064 + 0{,}484\cos\omega_2 t - 0{,}058\cos 2\omega_2 t + 0{,}014\cos 3\omega_2 t - 0{,}004\cos 4\omega_2 t - \ldots.)$
3. $B = 2A$; $k^2 = 1$; $E = 1$; $(1-k^2)\cdot K = 0$; $s = 2$; $i = (A/\pi)\cdot(1{,}273 + 0{,}849\cos\omega_2 t - 0{,}170\cos 2\omega_2 t + 0{,}07\cos 3\omega_2 t - 0{,}04\cos 4\omega_2 t - \ldots.)$

Der Faktor $\cos {}^1/_2 np\pi/(1-(np)^2)$ kommt bei $p = 0{,}01$ bis zum Gliede $n = 4$ nicht in Betracht, da er selbst für dieses Glied nur gleich $1 - 3\cdot 10^{-4}$ ist.

Die Unterdrückung eines Seitenbandes kann also sehr beträchtliche Obertöne im Gefolge haben. Da die physiologische Stärke eines Tones von der Frequenz ω und der Amplitude a dem Produkte $a^2\cdot\omega^3$ proportional ist, sind die Tonstärken der Obertöne in vH der Stärke des Grundtones:

Frequenz	Physiologische Tonstärke in vH des Grundtones bei		
	$B = A/2$	$B = A$	$B = 2A$
$2\omega_2$	2,9	11,5	32,1
$3\omega_2$	0,18	2,3	18,4
$4\omega_2$	—	0,6	14,0

Wie man daraus entnimmt, ist die Oktave auch bei $B = A/2$ noch merklich, während bei $B = 2A$ noch weit höhere Harmonische beträchtliche Tonstärken aufweisen.

(Eingegangen am 19. 7. 1926.)

Untersuchungen über die Schwingschaltung von Numans-Roosenstein.

Von **Eugen Mittelmann.**

Im Laufe einer Versuchsreihe, die der Verfasser mit Doppelgitterröhren angestellt hat, wurden auch mehrere Versuche über die oben genannte Schaltung vorgenommen. Es galt eine Übersicht über die Schwingungsverhältnisse bei den verschiedenen Betriebsbedingungen zu gewinnen.

Da in der Numans-Schaltung in erster Linie die Charakteristik des Raumladestromes für die Erzeugung der Schwingungen von Wichtigkeit ist, wurden diese Kennlinien für mehrere bei den Versuchen zur Verwendung kommenden

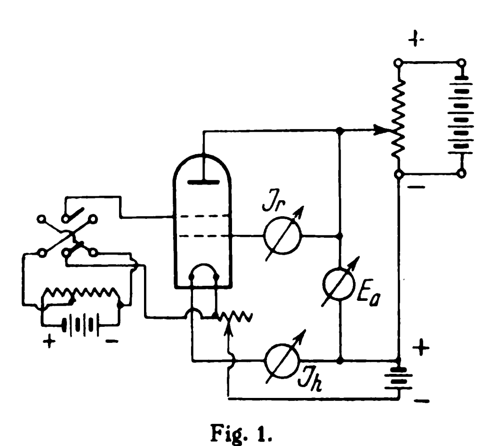


Fig. 1.

Doppelgitterröhren mit der Meßanordnung in der Fig. 1 aufgenommen. Bei den Thoriumfadenröhren ergab sich dabei die Tatsache, daß diese Röhrentypen im allgemeinen keinen regelmäßigen Verlauf der Kennlinienschar des Raumladestromes aufweisen, indem sich die zu verschiedenen Raumladespannungen gehörende Kennlinien überschneiden. Eine

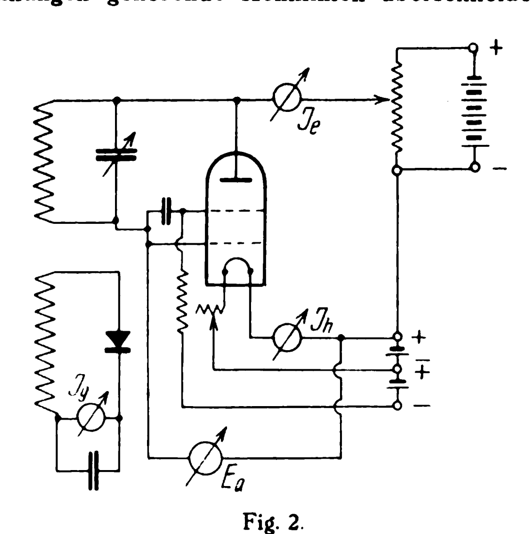


Fig. 2.

Abschätzung des Verlaufes der Raumladestromcharakteristik bei einer beliebigen Raumladespannung ist demnach mit Sicherheit nicht gut möglich. Nach der Bestimmung der Kennlinien wurden die Röhren in der in Fig. 2 dargestellten Versuchsanordnung verwendet. Es zeigten sich jedoch bei den Thoriumfadenröhren bereits die ersten Schwierigkeiten. Zunächst mußten die Röhren, um überhaupt eine Schwingung zu erhalten, voll geheizt werden. Des weiteren zeigte sich, daß ein stabiler Schwingungszustand sich nicht beliebig und regelmäßig herstellen ließ. Es ergab sich vielmehr eine gedämpfte Schwingung, die je nach der Stärke der aufgewendeten Heizleistung früher oder später vollständig abgeklungen ist. Durch Ausschalten und nochmaliges Einschalten der Heizung konnten die Schwingungen wieder angestoßen werden. Eine Begründung für dieses unregelmäßige Verhalten der Doppelgitterröhren mit Thoriumfaden wäre vielleicht in der bei den Thoriumtypen im allgemeinen nicht ganz regelmäßigen und übersichtlichen Emission und der großen Dämpfung der verwendeten Selbstinduktionsspulen zu suchen.

Die Erreichung eines stabilen Schwingungszustandes, der sich auch regelmäßig und beliebig oft wiederherstellen ließ, war nur bei Verwendung von Wolframfadenröhren möglich. Bei den Versuchen wurde die Röhre RE 26 von Telefunken verwendet. Mit dieser Röhrentype wurde auch die im nachstehenden beschriebene Versuchsreihe durchgeführt. Zunächst wurde die Schwingungsamplitude in Abhängigkeit von der Heizleistung aufgenommen. Das Ergebnis

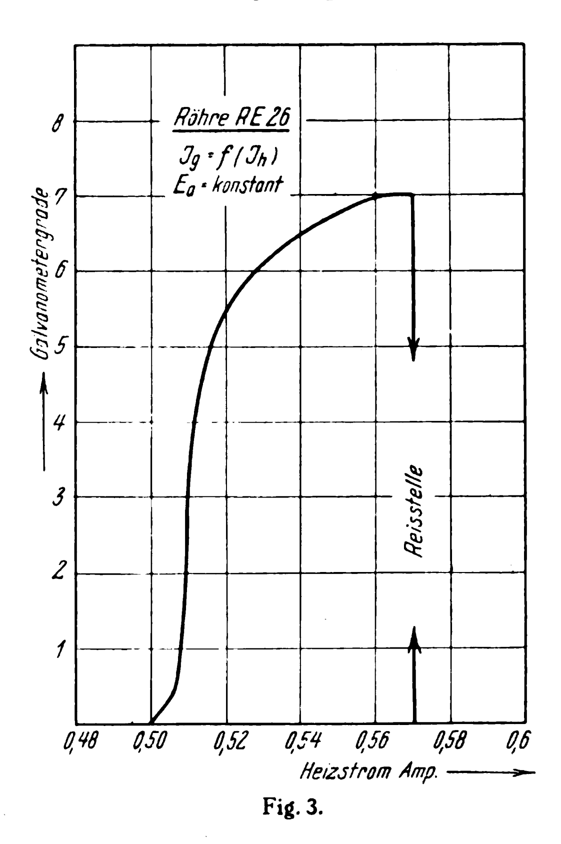


Fig. 3.

dieser Messungen ist in der Fig. 3 festgehalten. Die Schwingungen setzten erst bei einer Heizleistung von 0,5 Ampere ein (der maximale Heizstrom war für die verwendete Röhre mit 0,58 Ampere angegeben). Dieses Einsetzen der Schwingungen war dabei sehr scharf; es genügte eine Änderung des Heizstromes um einige wenige Milliampere, um den Galvanometerausschlag zum Verschwinden zu bringen bzw. die Schwingungen anspringen zu lassen. Bei weiterer Steigerung des Heizstromes steigt die Schwingungsamplitude sehr steil an, um bei Annäherung

an den Maximalwert des Heizstromes in eine sanft gekrümmte Kurve überzugehen. Sehr interessant ist die Beobachtung, daß die Schwingungen knapp vor dem Erreichen des noch maximal zulässigen Heizstromes plötzlich von ihrem Höchstwert abreißen. Diese Reißstelle der Schwingungen war stets, und zwar in beiden Richtungen immer dieselbe. Bei Zurückdrehung der Heizung springen die Schwingungen wieder an derselben Stelle, und zwar mit ihrer maximalen Amplitude, an. Eine Erklärung für dieses merkwürdige Verhalten wäre vielleicht in dem bei so kleinen Anodenspannungen nicht zu vernachlässigendem Einfluß des Spannungsabfalles über den Heizfaden zu suchen. Um sich zu überzeugen, daß es sich nicht um Zufallsresultate handelt, wurde diese Meßreihe mehrmals wiederholt; das Abreißen der Schwingungen erfolgte jedoch stets und mit großer Genauigkeit bei demselben Wert des Heizstromes.

Die nächste Meßreihe galt der Feststellung der Abhängigkeit der Schwingungsamplituden von der angelegten Raumladespannung. Während die Thoriumfadenröhren auch hier kein übersichtliches Bild lieferten (bei Steigerung der

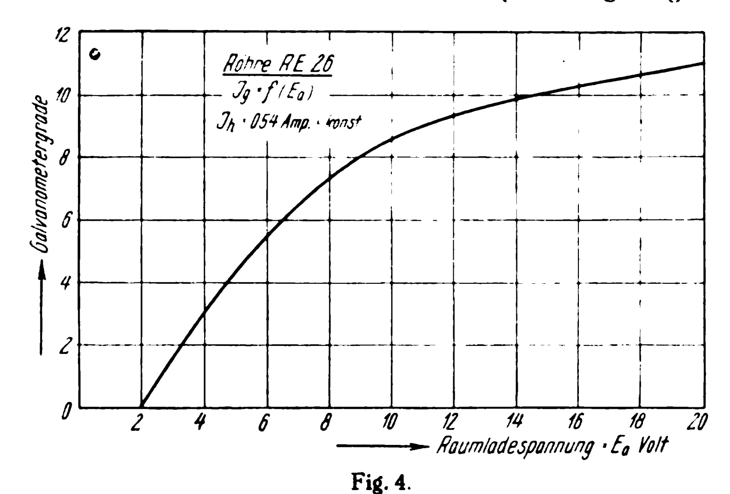


Fig. 4.

Spannung sinkt plötzlich die Schwingungsamplitude bei einem gewissen Spannungswert), ist das Verhalten der Wolframfadenröhren ziemlich gleichmäßig. Die Meßergebnisse sind in der Fig. 4 dargestellt.

Schließlich wurde die Abhängigkeit der Schwingungsamplituden von der Wellenlänge untersucht: Fig. 5. Mit zunehmender Kapazität des Abstimmkondensators springen die Schwingungen bis zu einem Höchstwerte an, über einen gewissen Bereich verlaufen sie konstant, um dann langsam zu sinken. Als Drehkondensator wurde ein Kreisplattenkondensator verwendet. Die entsprechenden Kapazitäts- bzw. Wellenlängenwerte waren

φ^0	C^{cm}	λ^m
0	50	281
90	1130	1336
180	2441	1980

Bei einer gewissen Stellung des Kondensators reißen die Schwingungen plötzlich ab. Das Abreißen der Schwingungen erfolgte stets genau bei derselben Kondenstorstellung. Die Meßreihe wurde auch von höheren zu niedrigeren Kapazitätswerten des Abstimmkondensators durchgeführt. Das Anspringen der Schwingungen erfolgte dabei genau bei der Abreißstelle der früheren Meßreihe, und es ergab sich im übrigen derselbe Verlauf der Schwingungs-

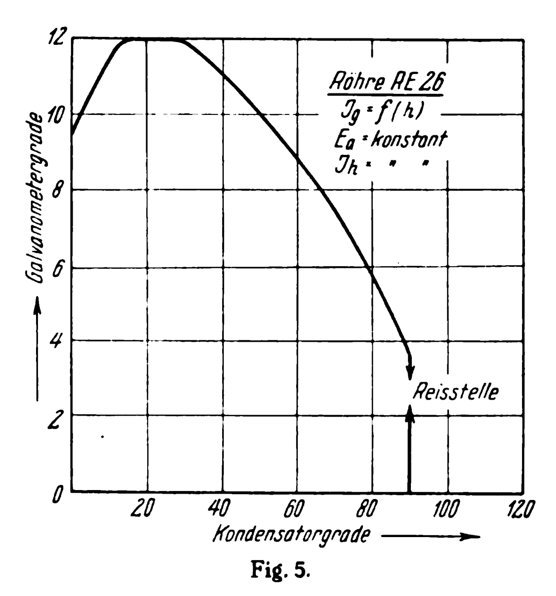


Fig. 5.

amplituden, wie bei der Meßreihe von niedrigen zu höheren Kapazitätswerten. Es soll jedoch nicht unbemerkt bleiben, daß die Messung der Frequenzabhängigkeit der Schwingungsamplituden mit aperiodisch gekoppelten Galvanometerkreis womöglich eine Fehlerquelle beinhalten kann, wenn die Eigenfrequenz der aperiodischen Kopplungsspule in dem Bereiche der untersuchten Frequenzen liegt. Eine objektive Messung der Frequenzabhängigkeit wäre eigentlich nur mit einem Thermogalvanometer möglich, da hier eine allfällige Resonanzmöglichkeit nicht vorhanden ist.

Schließlich möchte ich es nicht verfehlen, Herrn Ing. Emil Wolf, Assistent an der Lehrkanzel für elektrische Schwingungen und Wellen im Elektrotechnischen Institut in Wien, für seine liebeswürdige Förderung auch hier meinen besten Dank auszusprechen.

(Eingegangen am 2. 8. 1926.)

Einfluß der Sonnenfinsternis vom 14. Januar 1926 auf die Fortpflanzung der drahtlosen Wellen.

Beitrag der Abteilung für Drahtlose Telegraphie des Post-Telegraphen- und Telephondienstes von Niederländisch Ostindien.

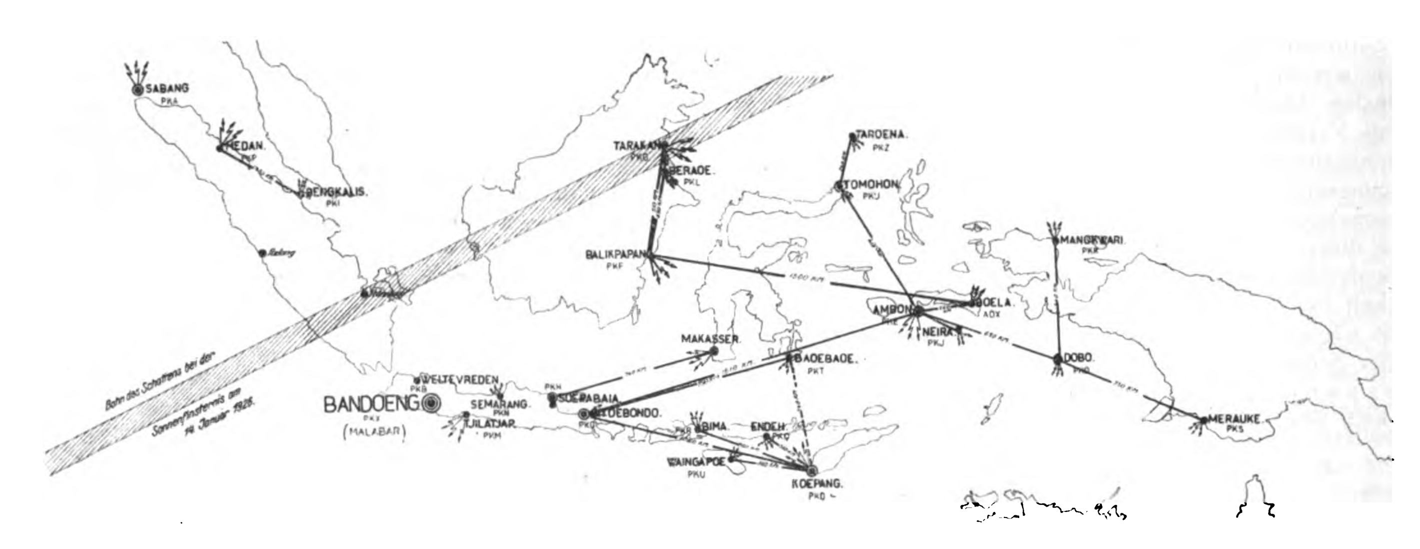
Um den Einfluß der Sonnenfinsternis vom 14. Jan. 1926, welche in Weltevreden (Java) von 6^{04}—8^{44} M. G. Z. dauerte, auf die Fortpflanzung der drahtlosen Wellen festzustellen, wurden vom Indischen Telegraphenamt eine Reihe von Beobachtungen angeordnet.

Es sollten am 13., 14. und 15. Januar von 3^{00}—10^{00} M. G. Z. gleichzeitig senden die Stationen: Malabar (26 km südlich Bandoeng, Java) auf der Welle 15 600 m mit einem 2 400 kW Lichtbogensender (PKX) und auf der Welle 7 700 m mit einem 800 kW Telefunken-Maschinensender (ANA) und die Station Tjililin (18 km westlich Bandoeng) auf der Welle 30 m mit einem 5 kW Kurzwellensender (ANF).

Die fremden Stationen in Tananarive (Madagaskar), Guam (Stiller Ozean), Cavite (Philippinen) und Saigon (Französisch Indo-China) wurden ersucht, die von den Indischen Stationen ausgesandten Zeichen zu beobachten, die Resultate zu melden und wenn möglich auch selbst während der Sonnenfinsternis Zeichen zu tasten. Ferner bekamen die Niederländisch-Indischen Reichsstationen in Sabang, Padang, Bengkalis, Palembang und



Sitoebondo den Auftrag, die Zeichen von Malabar und Tjililin zu beobachten. Auch die Privatstation in Tarakan und Bordstationen von Schiffen wurden um Beobachtungen gebeten. Außerdem wurde die Station in Bengkalis beauftragt, mit ihrem Lichtbogensender von weisbar gar nicht. Letzteres Ergebnis war für Stationen, die in größerer Entfernung von der Bahn des Schattens lagen, zu erwarten; aber auch bei den Stationen von Tarakan und Palembang, die gerade in der Schattenbahn lagen, wurde kein Einfluß wahrgenommen. Eine einzige Ausnahme



Drahtlose Verbindungen in Niederländisch-Indien.

6 kW auf der Welle 1 650 m zu senden. Die Zeichen der Sendestationen wurden bei den Empfangsstationen in Rantja-ekek und Padalarang, die zur Malabar-Stationsgruppe gehören, beobachtet.

Die Ergebnisse dieser Beobachtungen waren im allgemeinen negativ, d. h. ein Einfluß der Sonnenfinsternis auf die Fortpflanzung der drahtlosen Wellen war entweder nicht mit Sicherheit festzustellen oder es bestand ein solcher nachergab sich für Rantja-ekek, wo die Zeichen von Tananarive auf 15 600 m und von Bengkalis auf 1 650 m viel schwächer als gewöhnlich empfangen wurden. Dagegen wurden bei der Empfangsstation in Rantje-ekek die Zeichen von Saigon und bei der Empfangsstation von Sitoebondo die Zeichen von Malabar während der Finsternis stärker aufgenommen als gewöhnlich.

(Eingegangen am 1. 8. 1926.)

Referate.

E. Alberti. Untersuchungen an Raumladegitterröhren. E. N. T. Bd. **3** S. 149—154, 1926, Heft 4. Über die Schwingungserzeugung mit Hilfe von Raumladeeffekten. E. N. T., Bd. **3**, S. 328—332, 1926, Heft 9.

Während bei den gewöhnlichen Dreielektrodenröhren der Einfluß der Raumladung durch die Theorie genau wiedergegeben wird, treten bei Mehrgitterröhren Erscheinungen auf, welche der Theorie noch nicht vollkommen zugänglich sind. Diese werden einer experimentellen Untersuchung unterzogen. In der ersten der beiden Arbeiten werden die Gleichstromcharakteristiken der Raumladegitterröhre in ihrer vielfachen Abhängigkeit von den Versuchsbedingungen aufgenommen und erläutert, in der zweiten Arbeit wird das Problem der Schwingungserzeugung untersucht, soweit die Raumladung dabei eine Rolle spielt. Von den Gleichstromcharakteristiken interessieren einmal die, welche die Abhängigkeit der Ströme von der Heizung wiedergeben, und andererseits die, welche die Abhängigkeit von der Raumladenetzspannung zeigen.

Die Abhängigkeit des Anodenstromes von der Heizstromstärke bei verschiedenen Raumladegitterspannungen zeigt Fig. 1. Die Kurven sind mit einem S- und H-Rohr der Type 110 bei einer Anodenspannung von 30 Volt und — 6 Volt am Steuergitter aufgenommen, ähnliche Kurven ergeben sich bei anderen Röhrentypen. Der Anodenstrom steigt mit der Heizung zunächst an, erreicht ein Maximum ungefähr bei der normalen Heizung ($I_h = 0{,}55$ A) und fällt

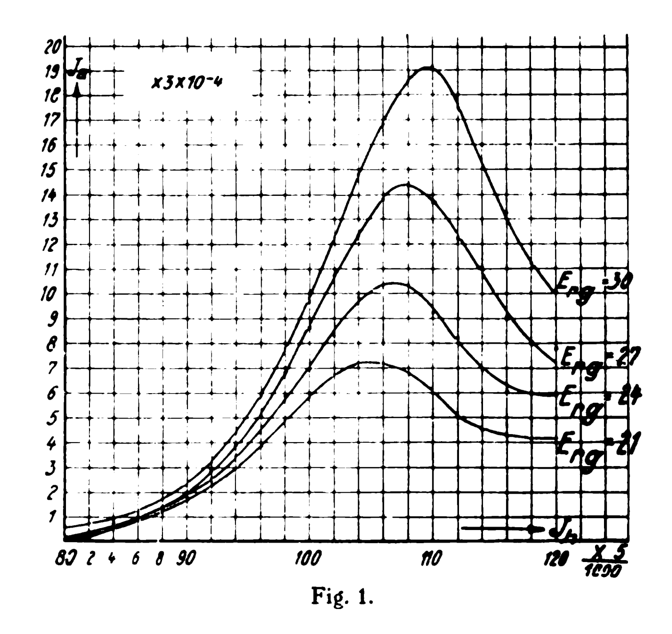


Fig. 1.

dann wieder, während man normalerweise einen dauernden Anstieg erwarten sollte. Von den verschiedenen Ursachen,

die zur Erklärung dieser Erscheinung in Frage kommen, wie z. B. die Erhöhung des Spannungsabfalles am Heizfaden mit zunehmender Heizung, oder das durch den Heizstrom bedingte zirkulare Magnetfeld, oder die Raumladung, ist allein die infolge der negativen Steuergitterspannung zwischen den beiden Gittern auftretende Raumladung hinreichend.

Die Abhängigkeit der Ströme von der Raumladegitterspannung bei konstant gehaltener negativer Spannung am zweiten Gitter ($E_g = -3$ V) und einer Anodenspannung von 30 V zeigt Fig. 2. Der Raumladegitterstrom steigt zunächst

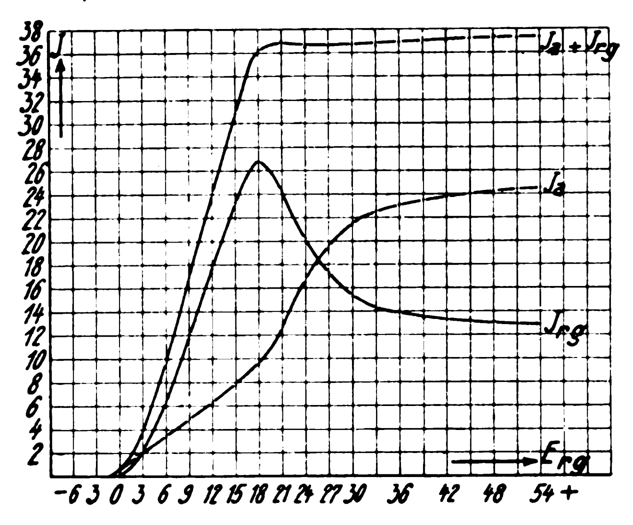


Fig. 2.

gemäß dem Langmuir-Schottkyschen Gesetz, erreicht ein Maximum, fällt wieder und nähert sich schließlich einem Grenzwert. Das Maximum tritt ungefähr dann auf, wenn der gesamte Emissionsstrom den Sättigungswert erreicht hat. Wird die Raumladegitterspannung weiter gesteigert, so wächst der Anodenstrom auf Kosten des Raumladegitterstromes. Die Erklärung ist folgende: Die Erhöhung der Raumladegitterspannung muß zunächst unmittelbar eine Erhöhung des Raumladegitterstromes zur Folge haben. Da andererseits, wie bereits Schottky ausgeführt hat, mit der Raumladegitterspannung indirekt auch das Effektivpotential des Steuergitters wächst, so wächst zugleich der Anodenstrom. Solange nun der gesamte Emissionsstrom steigt, können auch beideTeilströme wachsen. Wenn der Emissionsstrom aber seinen Sättigungswert erreicht hat, muß der eine auf Kosten des anderen sinken, oder beide konstant bleiben. Wie sich aus den Versuchen ergibt, bleiben beide wesentlich konstant, solange die Spannung am Steuergitter positiv ist gegen das positive Ende des Heizfadens. Erst bei negativer Spannung des Steuergitters ist die Charakteristik des Raumladegitterstromes die eines negativen Widerstandes. Das Vorhandensein einer Raumladung zwischen beiden Gittern ist somit für die fallende Charakteristik erforderlich. Mit anderen Worten: diejenigen Elektronen, welche durch die Zylinderfläche des Raumladegitters hindurchtreten, im Raum zwischen beiden Gittern umkehren und schließlich auf dem Raumladegitter enden, werden im Gebiete der fallenden Charakteristik an Zahl immer weniger. Infolge ihrer größeren Geschwindigkeit gelangen mit zunehmender Raumladegitterspannung immer mehr Elektronen zur Anode.

Von den Schaltungen zur Schwingungserzeugung mit Hilfe der negativen Charakteristik des Raumladegitterstromes, die im zweiten Teil der Arbeit behandelt sind, interessiert vor allem die in Fig. 3 wiedergegebene Schaltung. Hier ist die vom Lichtbogen her bekannte Parallelschaltung von Gleichstromquelle, negativem Widerstand und der Reihenanordnung von Kapazität und Selbstinduktion auf die Elektronenröhre übertragen. Es besteht jedoch zwischen beiden Schaltungen ein wesentlicher Unterschied. Während beim Lichtbogen die Frequenz der Schwingungen

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{C_1 L_1}}$$

ist, ist sie bei der Elektronenröhre

$$\omega = \sqrt{\frac{C_1 + C_2}{C \cdot C_2 L_1}},$$

wo C_2 die Kapazität zwischen Raumladegitter und Kathode darstellt.

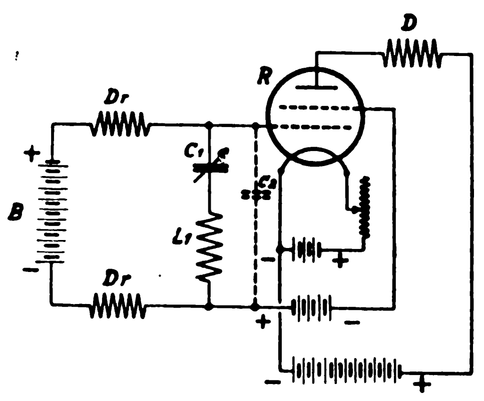


Fig. 3

Der Schwingungskreis setzt sich also zusammen aus der Selbstinduktion L_1 und den beiden in Serie geschalteten Kapazitäten (C_1 und C_2). Einer der beiden Kapazitäten (C_2) ist der negative Widerstand der Röhre parallel geschaltet. Die Übereinstimmung mit der Lichtbogenschaltung ist also nur eine äußerliche. Es ist ohne weiteres klar, daß man die Frequenz der Schwingungen nicht nur durch Änderung von C_1, sondern auch durch einen der Doppelgitterröhre parallel geschalteten Kondensator verändern kann. Dieser Kondensator ist in Fig. 3 gestrichelt angedeutet, seine Kapazität addiert sich zur Röhrenkapazität C_2. In Tafel 1 sind die gemessenen und die berechneten Wellenlängen bei einer solchen Versuchsanordnung wiedergegeben. Die Übereinstimmung ist zufriedenstellend. Der Wirkungsgrad beträgt bei den für die Messungen benutzten Verstärkerröhren der Type R bei günstigster Einstellung 10%.

Tafel I.

L_1 in cm	C_1 in cm	C_2 in cm	$\frac{C_1 \times C_2}{C_1 + C_2}$	$\lambda_{berechnet}$ in m	$\lambda_{gemessen}$
106 500	250	1170	206	294	250
106 500	288	1170	231	310	270
106 500	322	1170	252	325	290
106 500	358	1170	274	338	310
106 500	392	1170	293	350	322

Es wurde ferner noch die Frequenzabhängigkeit der Schwingungen von der Heizstromstärke untersucht und gefunden, daß bei einer Stromstärkeänderung von 1% eine Frequenzänderung auftritt, die einer Zunahme der Röhrenkapazität von etwa 0,2 cm entspricht. Bei gewöhnlichen Senderöhren, die zum Vergleich ebenfalls gemessen wurden, liegt die äquivalente Kapazitätsänderung in derselben Größenordnung.

Schließlich wurde noch die Raumladegittercharakteristik in Abhängigkeit von der Anodenspannung aufgenommen und

die dabei ohne jeden Schwingungskreis auftretenden Schwingungen kürzester Wellenlänge beobachtet. Die Wellenlänge dieser Schwingungen höchster Frequenz wurde nachträglich noch mit einem L e c h e r schen Drahtsystem gemessen. Für Verstärkerröhren der Type R der Firma S. u. H. ergab sich eine Wellenlänge von etwa 95 cm. E. A l b e r t i.

W. Schäffer und **G. Lubszynski.** L u f t l e i t e r m e s s u n g e n a m R u n d f u n k s e n d e r W i t z l e b e n. (Mitteilungen aus dem Telegraphen-Technischen Reichsamt.) El. Nachr. Techn. **3**, S. 155—160, 1926.

Die Verfasser geben in dieser Arbeit einen Überblick über die Methoden und Ergebnisse der Messungen, die angestellt wurden, um die Strahlungsleistung des Witzlebener Senders zu verbessern.

Die betriebsmäßig verwendete T-Antenne sollte mit Antennen anderer Abmessungen und anderer Formen verglichen werden.

Es wurden für jede Antennenform in bekannter Weise die Kapazitäts- und Eigenwellenwerte gemessen. Der Gesamtwiderstand der Antenne wurde in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach der Substitutionsmethode ermittelt. Für diese Methode wurde mit einem Hilfssender die Schaltung gemäß Fig. 1 ausgeführt: Es wird die Antenne im

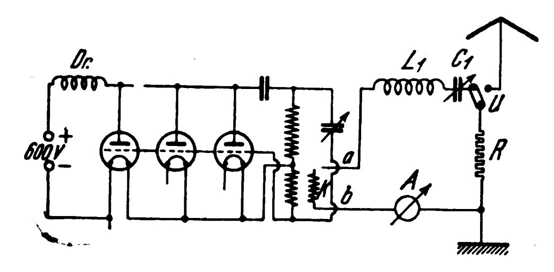


Fig. 1.

Abstimmungszustande durch einen Widerstand R ersetzt. Der Widerstand R wird hierbei so gewählt, daß das Instrument A den gleichen Wert anzeigt sowohl bei Einschaltung des Widerstandes als auch bei Anschaltung der Antenne mit Hilfe des Umschalters U. Nach der bekannten von Herrn Postrat B ä u m l e r in der E. N. T., Band 1, Seite 160 beschriebenen Strahlungsmeßmethode wurde der Strahlungswiderstand der Antenne jeweilig ermittelt. Die Differenz von Strahlungswiderstand und Gesamtwiderstand ist der Verlustwiderstand der Antenne. Der Wirkungsgrad der Antenne ist gleich dem Strahlungswiderstand dividiert durch Gesamtwiderstand.

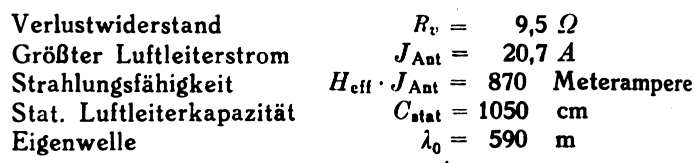
Die ursprüngliche Antenne war eine T-Anordnung von etwa 70 m Länge und etwa 70 m räumlicher Höhe über dem Erdboden. Die Meßwerte dieses Luftleitergebildes waren bei Welle 505 die folgenden:

L u f t l e i t e r - E r d e.

Gesamtwiderstand	$R =$	32 Ω
Strahlungshöhe	$H_{eff} =$	50 m
Strahlungswiderstand	$R_s =$	16 Ω
Verlustwiderstand	$R_v =$	16 Ω
Größter Luftleiterstrom	$J_{Ant} =$	16 A
Strahlungsfähigkeit	$H_{eff} \cdot J_{Ant} =$	600 Meterampere
Stat. Luftleiterkapazität	$C_{stat} =$	1700 cm
Eigenwelle	$\lambda_0 =$	775 m

L u f t l e i t e r - G e g e n g e w i c h t:

Gesamtwiderstand	$R =$	20,5 Ω
Strahlungshöhe	$H_{eff} =$	42 m
Strahlungswiderstand	$R_s =$	11 Ω



Verlustwiderstand	$R_v =$	9,5 Ω
Größter Luftleiterstrom	$J_{Ant} =$	20,7 A
Strahlungsfähigkeit	$H_{eff} \cdot J_{Ant} =$	870 Meterampere
Stat. Luftleiterkapazität	$C_{stat} =$	1050 cm
Eigenwelle	$\lambda_0 =$	590 m

Fig. 2 zeigt die sich ergebenden Gesamtwiderstandswerte in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

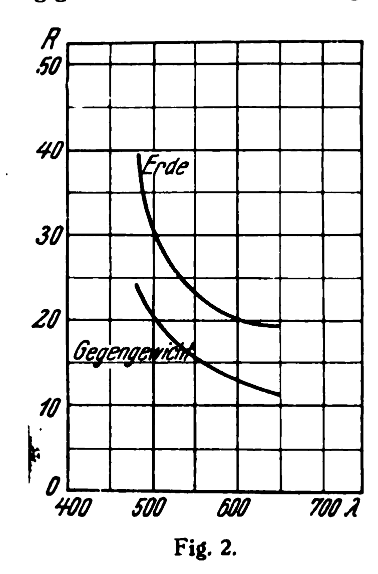


Fig. 2.

Ersetzt man diese Antenne durch eine andere, die nur aus einem vertikalen Draht von 67 m Länge besteht, so ergeben sich die nachstehenden erheblich ungünstigeren Meßwerte:

Gesamtwiderstand	$R =$	10 Ω
Strahlungshöhe	$H_{eff} =$	16 m
Strahlungswiderstand	$R_s =$	1,7 Ω
Verlustwiderstand	$R_v =$	8,3 Ω
Größter Luftleiterstrom	$J_{Ant} =$	28,4 A
Strahlungsfähigkeit	$H_{eff} \cdot J_{Ant} =$	460 Meterampere
Stat. Luftleiterkapazität	$C_{stat} =$	525 cm
Eigenwelle	$\lambda_0 =$	400 m

Um die Kapazitätsfläche zu erhöhen, wurde der eine Draht durch vier fächerartig angeordnete ersetzt, wobei sich auch keine wesentlichen Verbesserungen ergaben.

Die günstigste Antennenform war eine T-Antenne, bei der die horizontale Fläche des T's so hoch als möglich gelegt wurde. Die dann erzielten Meßresultate sind die folgenden:

L u f t l e i t e r - E r d e.

Gesamtwiderstand	$R =$	46 Ω
Strahlungshöhe	$H_{eff} =$	71 m
Strahlungswiderstand	$R_s =$	32 Ω
Verlustwiderstand	$R_v =$	14 Ω
Größter Luftleiterstrom	$J_{Ant} =$	13 A
Strahlungsfähigkeit	$H_{eff} \cdot J_{Ant} =$	930 Meterampere
Stat. Luftleiterkapazität	$C_{stat} =$	1750 cm
Eigenwelle	$\lambda_0 =$	835 m

L u f t l e i t e r - G e g e n g e w i c h t:

Gesamtwiderstand	$R =$	34,5 Ω
Strahlungshöhe	$H_{eff} =$	55,5 m
Strahlungswiderstand	$R_s =$	19,5 Ω
Verlustwiderstand	$R_v =$	15 Ω
Größter Luftleiterstrom	$J_{Ant} =$	16,1 A
Strahlungsfähigkeit	$H_{eff} \cdot J_{Ant} =$	900 Meterampere
Stat. Luftleiterkapazität	$C_{stat} =$	1100 cm
Eigenwelle	$\lambda_0 =$	600 m

Die hierbei gefundene Abhängigkeit des Gesamtwiderstandes von der Wellenlänge ist aus Fig. 3 ersichtlich.

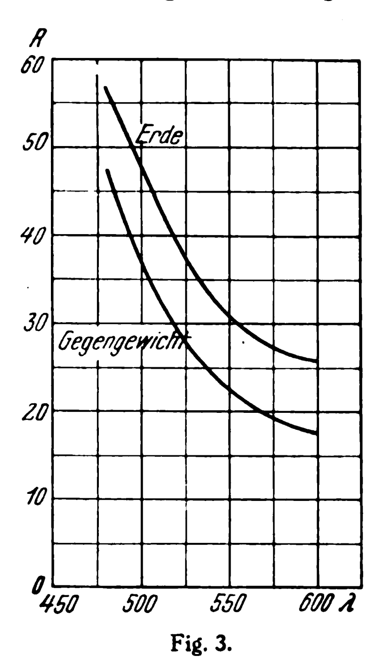


Fig. 3.

Die für die verschiedenen Antennenformen erreichten Antennenwirkungsgrade sind

Eindraht-Vertikal-Luftleiter . . . . $\eta = 17$ %
Vierdraht-Vertikal-Luftleiter . . . $\eta = 21{,}5$ %
Alter T-Luftleiter . . . . $\eta = 50$ %
Neuer T-Luftleiter . . . . $\eta = 69$ %

W. Schäffer und G. Lubszynski.

L. B. Turner. Telephoniempfang — Analyse der Trägerwelle — Niederfrequenz-Verstärkung — Widerstands-, Drossel- und Transformator-Verstärker. (Reception in wireless telephony — analysis of the carrier wave — low frequency amplification — resistance and choke amplifiers, transformer amplifiers.) Electrician, **96**, 596—597, 1926.

Der Verfasser bespricht hauptsächlich die Frequenzabhängigkeit von Widerstands-, Drossel- und Transformatorverstärker auf der Niederfrequenzseite eines Empfängers. Die Verstärkung ist durch das Verhältnis der Wechselspannung E am Widerstand bzw. an der Drossel im Anodenkreis zur Wecheslspannung e am Gitter gegeben. Man erhält dann für den Widerstandsverstärker die bekannte Formel:

$$\frac{E}{e} = \mu \frac{1}{1 + \frac{\varrho}{R}}, \tag{1}$$

darin ist μ der Verstärkungsfaktor, ϱ der Röhrenwiderstand. Wie nicht anders zu erwarten ist, hat man theoretisch eine völlige frequenzunabhängige Verstärkung. Praktisch ist der Fall infolge unvermeidlicher Kapazitäten nicht zu verwirklichen. Rechnet man mit einer Kapazität C parallel zum Widerstand R, so erhält man folgende Formel:

$$\frac{E}{e} = \mu \cdot \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{\varrho}{R}\right)^2 + 4\pi^2 n^2 \varrho^2 C^2}} \tag{2}$$

Der Einfluß der Frequenz auf den Nenner der Formel wird am besten durch ein Zahlenbeispiel gekennzeichnet, es sei

$$\varrho = 30000\,\Omega; \quad R = 100000\,\Omega; \quad C = 100\,\mu\mu F;$$

dann ergeben sich für den Nenner folgende Zahlen:

1,300 bei $n = 50$ Hertz
1,300 „ $n = 500$ „
1,303 „ $n = 5000$ „

Der Widerstandsverstärker kann mithin auch noch bei einer Streukapazität von 100 $\mu\mu F$ als frequenzunabhängig angesehen werden, die Kapazität wird meist unter diesem Wert gehalten werden können. Ein gewisser Nachteil ist die Unmöglichkeit, sehr hohe Verstärkung mit einer Röhre zu erhalten. Der Drosselverstärker kommt dem Widerstandsverstärker in der Theorie am nächsten.

Berechnet man beim Drosselverstärker den Quotienten E/e unter Berücksichtigung einer zur Spule parallelgeschalteten Kapazität C, so ergibt sich

$$\frac{E}{e} = \mu \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left[\frac{\varrho}{2\pi n L}(1 - 4\pi^2 n^2 L C)\right]^2}} \tag{3}$$

Es sei wieder $\varrho = 30000\,\Omega$, $L = 200\,H$, $C = 100\,\mu\mu F$, dann erhält man für den Nenner

1,113 bei $n = 50$ Hertz
1,000 „ $n = 500$ „
1,017 „ $n = 5000$ „

Die Gleichmäßigkeit der Verstärkung im hörbaren Frequenzbereich ist mithin von derselben Güte wie beim Widerstandsverstärker. Für die Drosseln spricht die Erreichbarkeit höherer Verstärkung.

Naturgemäß ist es nicht einfach, einen Transformatorverstärker in anschaulicher Weise in Parallele zu einem der oben besprochenen Verstärker zu setzen. Da die für die Verstärkung zu errechnende Formel auch wesentlich komplizierter ist, so begnügt sich der Verfasser, die Frequenzabhängigkeit für verschiedene Transformatorbedingungen

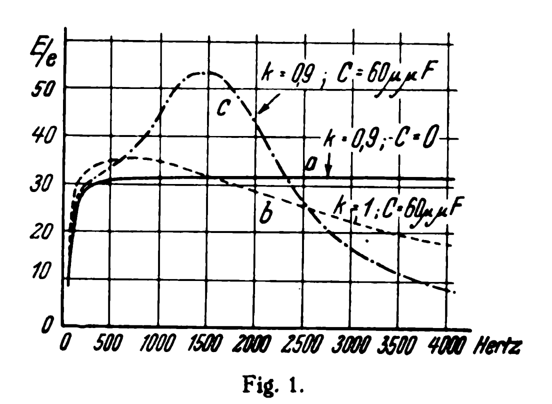


Fig. 1.

bei gleichen Röhrenbedingungen an einem Kurvenbild (Fig. 1) zu besprechen. Der Verstärkungsfaktor wird zu $\mu = 10$, der Röhrenwiderstand zu $\varrho = 50000$, die Selbstinduktion der Primärspule des Transformators zu $L = 50$ H. angenommen. Das Übersetzungsverhältnis sei 3,5. Verändert wird der Kopplungsfaktor $k = M/\sqrt{L_1 L_2}$ und die Transformatorkapazität C. Diese Kapazität C ist als parallel zur Sekundärspule liegend gedacht und umfaßt mit die Kapazität zwischen beiden Spulen. Wären die theoretischen Voraussetzungen der Kurve a zu erzielen, so hätte man oberhalb von 200 Hertz noch völlige Frequenzunabhängigkeit. Kurve c zeigt, wie geringe Kapazitätseinflüsse schon völlig verzerrend wirken.

Im Hinblick auf die vielen im Handel befindlichen schlechten Transformatoren stellt der Verfasser einige Richt-

linien darüber auf, was an Größen zur Kennzeichnung des Transformators nötig bzw. unnötig ist.

A. Scheibe.

Balth. van der Pol. Der Gebrauch von piëzoelektrischen Quarz-Kristallen in der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. (Het gebruik van piëzoelektrische kwartskristallen in de draadlooze telegrafie en telefonie). Gedenkboek Nederlandsche Vereeniging voor Radiotelegrafie (1926) (pag. 293—298).

Diese im Februar 1926 eingesandte Abhandlung beschreibt kurz einige Messungen an piëzoelektrischen Quarz-Resonatoren. Aus den Messungen leitet der Verfasser eine „Ersatzschaltung" ab, welche hauptsächlich dahin geht, daß ein zwischen zwei Platten gebrachter Kristall sich elektrisch genau verhält, wie ein elektrischer Schwingungskreis bestehend aus einer Serienschaltung von einem Widerstand R, einer Selbstinduktion L und einer Kapazität C.

Als Beispiel dieser Ersatzgrößen wird auf Grund von Messungen genannt

$$R = 2530 \text{ Ohm}$$
$$L = 36 \text{ Henry}$$
$$C = 0{,}015\ \mu\mu F$$
$$\lambda = 2430 \text{ Meter}$$
$$\text{log. decr} = 0{,}28\ 10^{-3}.$$

Hieraus geht hervor, daß die äquivalente Selbstinduktion bei dem Quarz-Kristall ungewöhnlich hoch, die äquivalente Kapazität ungewöhnlich klein ist, im Vergleich zu den sonst üblichen Größen bei einem elektrischen Schwingungskreis der vorliegenden Frequenz.

van der Pol.

N. v. Korshenewsky. Sendeverfahren für kurze Wellen. Kurzer Bericht [1]) über den Vortrag bei der Naturforschertagung in Düsseldorf im September 1926.

Für die Nachrichtenübermittlung in der drahtlosen Telegraphie wurden bisher im allgemeinen elektromagnetische Wellen verwendet, die in einer Ebene linear polarisiert sind. Der Vortragende wies darauf hin, daß die Empfangsintensität bei Anwendung kurzer Wellen in hohem Maße von der Orientierung der Polarisationsebene im Verhältnis zu der Lage und Beschaffenheit der brechenden und reflektierenden Flächen der Atmosphäre abhängig ist. Da die atmosphärischen Verhältnisse einem ständigen Wechsel unterworfen sind, ist das Senden mit dauernd in einer Ebene linear polarisierten Wellen ungünstig, denn die Auslöschung der Empfangsintensität muß in vielen Fällen auf eine ungünstige Orientierung der Polarisationsebene zurückgeführt werden. Dieses folgt aus den Fresnelschen Gleichungen, wie auch den anderen Gesetzen der elektromagnetischen Lichttheorie, die für die Frage der Übertragung der kurzen Wellen in Betracht zu ziehen sind.

Zur Vermeidung dieser Intensitätsverringerungen (Fading-Erscheinungen) empfahl der Vortragende, zirkular polarisierte Wellen zu verwenden, da bei solchen die Bevorzugung einer bestimmten Polarisationsrichtung nicht vorhanden ist. Zur Erzeugung dieser Wellen werden zwei senkrecht zueinander angeordnete Antennen verwendet, die mit einer Phasenverschiebung von 90° erregt werden, so daß das ausgestrahlte Feld zirkular polarisiert, also ein Drehfeld ist.

Schwankungen der Empfangsintensität, die auf Richtungsänderungen der Polarisationsebene der ankommenden Wellen in bezug auf die Richtung der Empfangsantenne beruhen, werden ebenfalls durch Anwendung zirkular polarisierter Wellen verringert.

Als weitere Methode, um auch die Auslöschungen, die durch Interferenz von Wellen, die auf verschiedenen Wegen vom Sender zum Empfänger gelangen, vollkommener zu vermeiden, können linear polarisierte Wellen von ständig wechselnder Polarisationsrichtung verwendet werden. Zur Erzeugung solcher Wellen werden ein rechts zirkular polarisiertes Feld und ein links zirkular polarisiertes Feld kombiniert. Das resultierende Feld ist linear polarisiert; dessen Polarisationsebene wird durch die Anfangsphasen der beiden Drehfelder bestimmt. Die Schwingungen des einen oder beider Drehfelder werden in hochfrequentem Rhythmus unterbrochen, so daß die Phasendifferenz der beiden Drehfelder sich ständig ändert. Dadurch wird ein linear polarisiertes Feld von wechselnder Polarisationsrichtung erzielt. Die technische Lösung besteht in der Verwendung zweier gekreuzter, mit 90° bzw. 270° Phasenverschiebung schwingender Antennenpaare, wobei die Unterbrechung der Schwingungen mittels einer hochfrequent arbeitenden Röhrenanordnung erfolgt, welche beispielsweise die Schwingungserzeugung des einen Generators rhythmisch unterbricht.

Die Schwingungen derart erzeugter Wellenzüge sind daher bei den relativ großen Gangunterschieden, die da auftreten, nicht mehr kohärent und folglich nicht mehr interferenzfähig. Diese zweite Methode besitzt ebenfalls die Vorteile der zuerst beschriebenen und ermöglicht ferner in höherem Maße die Beseitigung der durch Interferenz zustandekommenden Fadings.

v. Korshenewsky.

[1]) Das ausführliche Referat erscheint in der „Zeitschrift für Technische Physik".

Gg. Hilpert und **H. Seydel.** Beiträge zur Frequenzvervielfachung. E. T. Z. **47**, S. 1014, 1926.

Die Arbeit bezieht sich auf Frequenzvervielfachung von durch Hochfrequenzmaschinen erzeugten elektrischen Schwingungen mit Hilfe ruhender Transformatoren und bildet eine Fortsetzung zweier früheren Arbeiten in derselben Zeitschrift (E. T. Z. **47**, S. 433 und 472, 1926; vgl. Referat in diesem Jahrbuch **28**, S. 71, 1926). In der vorliegenden Arbeit werden die Ergebnisse von weiteren Untersuchungen mitgeteilt, die die gegenseitige Beeinflussung der Ströme in den verschiedenen Kreisen betreffen und für das Verständnis der Arbeitsweise des Senders wichtig sind. Bezüglich der theoretischen Überlegung, durch die diese erhalten werden, wird auf eine spätere Arbeit verwiesen. Es wird auf die wesentliche Bedeutung der großen Luftdrossel hingewiesen, die in dem Maschinenkreis der Eisendrossel vorzuschalten ist. Es wird bemerkt, daß für einen bestimmten festen Maschinenkreisstrom nur dann ein großer Wert der Eisendrosselspannung zu erreichen ist (die als Stoßspannung von Bedeutung), wenn die Luftdrossel genügend groß ist. Der Stoßspannung entspricht dabei eine Einbuchtung der Spannungskurve an der Luftdrossel von ungefähr gleicher Größe; diese Einbuchtung reicht unter Umständen bis unter die Nullinie herab, so daß die Spannung dann ihr Vorzeichen wechselt.

Es wird ferner bemerkt, daß der bekannte Sperrkreis nicht immer unbedingt vorteilhaft ist. Die Bedeutung des Parallelkondensators wird erörtert. Durch ihn kann eine Herabsetzung der Dämpfung des angestoßenen Kreises erreicht werden. Im Zusammenhang mit der Bedeutung des Parallelkondensators werden Untersuchungsergebnisse über den Verlauf von Strömen verschiedener Frequenz in der Eisendrossel mitgeteilt.

Emersleben.

R. Dubois. Ein neuer elektromagnetischer Oszillograph mit hoher Empfindlichkeit. (Revue Générale de l'Electricité, 20. Juni 1925, S. 977 bis 986, 14 Figuren.)

Der Aufsatz beschreibt einen neuen Oszillographen, der zur Aufzeichnung von Strömen bestimmt ist, die nur einige Mikroamp. betragen. Der Apparat dient hauptsächlich zu Messungen an Verstärkerröhren; seine Empfindlichkeit ist 25 ÷ 50 mal größer als die der besten bekannten Bifilaroszillographen.

Der Dreheisenoszillograph von Blondel (Fig. 1) besteht im wesentlichen aus einem Blättchen weichen Eisens M,

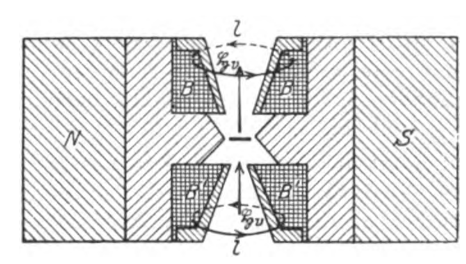


Fig. 1.

sehr dünn und sehr schmal, das zwischen den Polen eines Elektromagneten NS schwingen kann.

Die Spulen B, B' erzeugen ein Magnetfeld $\mathfrak{H}_v$ senkrecht zu dem permanenten Feld $\mathfrak{H}_c$, das das Richtfeld ist, während das andere das Störungsfeld ist. Das weiche Eisenstückchen versucht sich in die Richtung der Resultierenden $\mathfrak{H}_r$ beider Felder zu stellen, das mit dem Richtfeld $\mathfrak{H}_c$ einen Winkel einschließt, der gegeben ist durch die Gleichung

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\mathfrak{H}_v}{\mathfrak{H}_c} \,. \quad \text{(Fig. 2)}$$

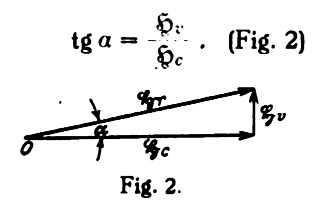


Fig. 2.

Die Empfindlichkeit ist verhältnismäßig gering: 1 mm Ablenkung des Lichtzeigers bei 25 mA Strom und 8 Ω Widerstand bei einer Eigenfrequenz von 5000 per/sek.

Der neue Oszillograph, mit dem französischen Patent 569 771 geschützt, unterscheidet sich wesentlich von den vorher beschriebenen.

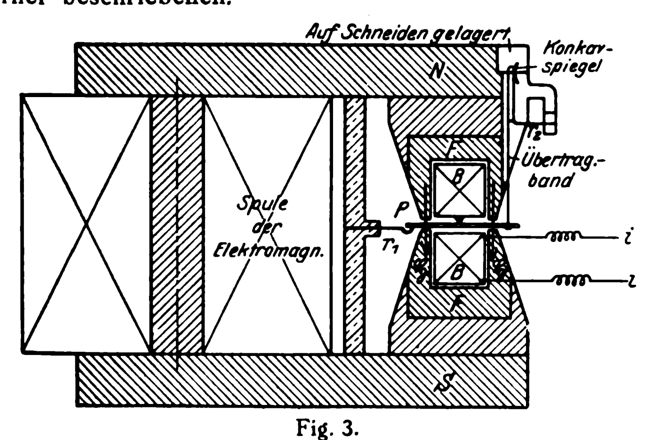


Fig. 3.

Zufolge der Anordnung der Polstücke und des Schwingungsorgans, das ein Eisenblättchen mit einer Oberfläche von etwa 2 qcm ist, sind die durch den Strom erzeugten Felder sehr kräftig und das erzeugte Drehmoment ist sehr hoch. Es wirkt auf das bewegliche Eisenblättchen, das aber nur eine ganz geringe Ablenkung erfährt, weil die elastischen Gegenkräfte sehr hoch sind. Diese Ablenkung wird beträchtlich vergrößert, bevor sie auf den Oszillographenspiegel übertragen wird. Die Vergrößerung geschieht ohne Erhöhung der Masse, obwohl sie ungefähr 30-fach ist.

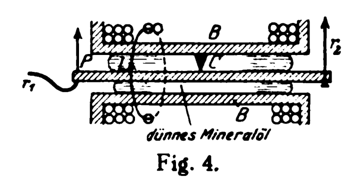


Fig. 4.

Fig. 3 zeigt die wesentlichsten Organe des Oszillographen, Fig. 4 die Lagerung des Eisenblättchens. Das Blättchen PP kann ohne Spiel und ohne Reibung um eine Achse schwingen, die in zwei Spitzen oder in zwei Schneiden C gelagert wird, die ihrerseits im Innern der Spule B befestigt ist. Auf sie stützt sich das Blättchen, wenn es durch die Wirkung der Federn r_1 und r_2 nach oben gezogen wird, die ihm eine Eigenfrequenz von mehreren Tausend per Sekunde geben.

Das Feld $\mathfrak{H}$, durch einen Elektromagneten oder einen Stahlmagneten erzeugt, durchsetzt das Eisenblättchen senkrecht zu seiner Fläche. Diese ist demnach in einem unstabilen Gleichgewicht, da das Feld senkrecht zu seiner größten Abmessung ist. Die Stabilität wird aufrechterhalten durch die Wirkung der Federn r_1 und r_2.

Die Spule B wird von dem zu messenden Strom durchflossen und ist eingebaut in den Polstücken F, die fein lamelliert sind, um Wirbelströme auszuscheiden. Sie umhüllt das Eisenblättchen vollständig. Das Eisenblättchen wird magnetisiert durch die Wirkung des Stromes i, der die Spule B durchfließt, und das magnetische Moment M kann proportional dem Strom i gemacht werden durch die geeignete Wahl der Polstücke und des Eisenblättchens aus einem Material hoher Anfangspermeabilität und schwacher Koerzitivkraft und durch Verwendung eines Luftspaltes von 0,5 bis 1 mm zwischen dem Blättchen und den Polstücken. Das magnetische Moment des Blättchens entspricht der Formel

$$M = k\, i,$$

das Drehmoment durch das Dauerfeld $\mathfrak{H}$ der Formel

$$D = M \cdot \mathfrak{H} \cdot i = k\, \mathfrak{H}\, i.$$

Die mechanische Vergrößerung der Bewegungen geschieht in folgender Weise (Fig. 5):

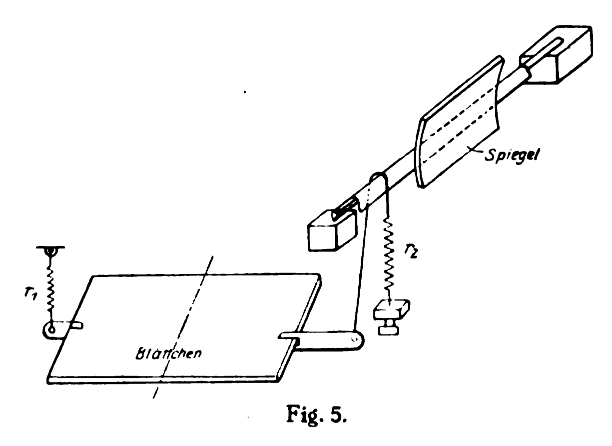


Fig. 5.

Ein sehr flexibles Stahlband mit einer Dicke von höchstens 0,05 mm läuft auf einem halben Umfang über eine Achse, die den Oszillographenspiegel trägt und veranlaßt, daß sie sich dreht. Der Spiegel des Oszillographen ist kon-

kav mit einem Radius von $0{,}5 \div 2$ m; seine Abmessungen sind sehr klein, die Länge ist 1 cm, die Breite 2 bis 3 mm, je nach der verlangten Frequenz. Er gibt ein reelles, punktförmiges und sehr helles Bild, das man im rotierenden Spiegel betrachten oder in bekannter Weise photographisch aufaufzeichnen kann. Wenn das bewegliche Eisenblättchen an seinem Ende eine Bewegung von $1 \cdot 10^{-6}$ mm macht, so wird sie mit der normalen optischen und mechanischen Einrichtung 4000-fach vergrößert; man erhält dann auf dem Registrierstreifen eine Ablenkung von 4 mm. Die Eigenfrequenz ist je nach dem Verwendungszweck $1000 \div 3000$ per/sek.

Als Lichtquelle wird entweder eine Bogenlampe oder eine Wolframpunktlampe verwendet.

Die Dämpfung des beweglichen Organs erfolgt dadurch, daß man das bewegliche Eisen in einem Tropfen sehr dünnen Öls schwingen läßt.

Die wiedergegebenen Kurven beziehen sich auf die Schallmessungen in Geschützen, die Registrierung von Unterwassersignalen für die Marine, die Registrierung von drahtlos gegebenen Zeichen und die Messung von Zeitintervallen, beispielsweise bei der Meerestiefenbestimmung nach dem Echoverfahren.

Keinath.

J. G. Maloff. Stromwandler für Hochfrequenz. General Electric Review, Bd. **29**, S. 555, 1926.

Zu Strommessungen bei Hochfrequenz sind bisher zwei verschiedene Größen von thermischen Meßgeräten verwendet worden: Hitzdrahtinstrumente und Thermogalvanometer. Bei den erstgenannten erfolgt die Messung des Stromes durch die Messung der Ausdehnung des Heizdrahtes mit einer mechanischen Übertragungseinrichtung. Die Instrumente sind mit direkter Stromzufuhr bis 10 A ausführbar. Bis zu etwa 30 A kann noch mit Paralleldrähten gearbeitet werden. Eine Spezialkonstruktion der Firma Hartmann & Braun geht bis zu mehreren 100 A, Einzelausführungen haben einen besonderen Shunt.

Im Gegensatz zu den Hitzdrahtinstrumenten wird bei dem Thermogalvanometer der Thermoelementeffekt der Stromwärme gemessen. Die obere Stromgrenze für derartige Apparate ist nahezu beliebig. Sie sind bis zu mehreren 100 A ausführbar, auch ermöglichen sie ohne weiteres eine Fernmessung. Für niedrige Stromstärken sind diese Instrumente genauer als für hohe Stromstärken. Bei diesen stören der Skineffekt und die Kapazitätswirkung. Bei hoher Spannung entstehen neue Schwierigkeiten, und es wird an manchen Stellen in Amerika der Antennenstrom an nicht direkt in die Hochspannungsleitung eingebauten Instrumenten mit Ferngläsern abgelesen. Es erscheint deshalb wünschenswert, Thermogalvanometer in Verbindung mit Spezialstromwandlern für Hochfrequenz zu benutzen. Die Theorie der Hochfrequenzstromwandler ist schon seit längerer Zeit bekannt[1]).

McLachlan hat folgende Beziehung aufgestellt:

$$\left(\frac{J_1}{J_2}\right)^2 = \left(\frac{N_2}{N_1}\right)^2 \left(1 + \frac{2 Z_2 \cos\varphi}{\omega L_2} + \frac{Z_2^2}{\omega^2 L_2^2}\right),$$

dabei ist

$J_1 J_2$ = der Primär- bzw. Sekundärstrom,
$N_1 N_2$ = die primäre bzw. sekundäre Windungszahl,
Z_2 = die sekundäre Impedanz und Streureaktanz,

$$L_2 = \frac{4\pi N_2^2 q \mu_r}{C} \cdot 10^{-9} H, \text{ wobei}$$

q = der Eisenquerschnitt in cm²,
C = Kraftlinienweg,
μ_r = die Wechselstrompermeabilität,
$\Theta = \Theta_1 - \Theta_2$, wobei Θ_1 Winkel zwischen Magnetisierungsstrom und Primärstrom,
Θ_2 Nacheilung des Sekundärstromes.

$$\frac{Z_2^2}{C^2 L_2^2} \quad \text{und} \quad \frac{2 Z_2 \cos\Theta}{\omega L_2}$$

sind bei Hochfrequenz meist gegen 1 zu vernachlässigen.

Voraussetzung ist noch, daß die verteilte Kapazität klein ist, man darf die Wicklung nur aus wenig Windungen herstellen und nur eine einzige Lage verwenden. Ferner muß man die Sekundärwicklung gleichmäßig verteilt dicht auf den Eisenkern wickeln.

Der Sekundärstrom wird auf 5 A bemessen, wie bei den Wandlern der Niederfrequenztechnik, und einem Thermoelement zugeführt, dessen einer Pol zweckmäßig geerdet ist.

Für 5 A Primärstrom haben die Wandler etwa 50 Amperewindungen, von 40 A aufwärts werden sie als Einleiterwandler gebaut (Fig. 1). Der Primärleiter des Transformators

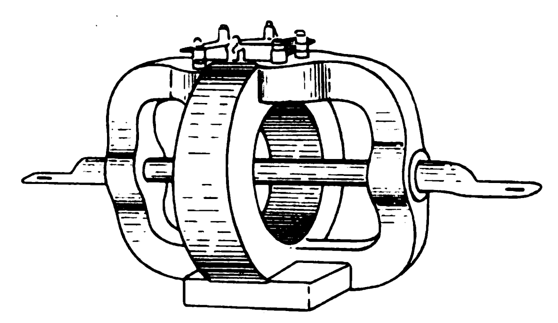


Fig. 1.

besteht aus einem Kupferrohr, die Sekundärwicklung ist auf einen ringförmigen Eisenkern gewickelt, meist geerdet, da der Primärleiter oft Spannungen bis zu 10 000 V gegen Erde aufweist. Der Eisenring wird von einem Porzellanrahmen gehalten, durch den der Primärleiter hindurchgeht. Dieser Stromwandler ist in hohem Maße spannungsfest, er schlägt erst bei einer Spannung von 30 000 V über. Die Wicklung wird von einem gleichfalls geerdeten Kupferschirm umgeben. Die Genauigkeit der Wandler ist auf etwa 0,05 % zu berechnen, experimentell war ein Übersetzungsfehler nicht mehr nachweisbar. Um solche Stromwandler nachzuprüfen, wickelt man den Wandler im Verhältnis 1 : 1 und mißt den Primär- und Sekundärstrom mit zwei genau gleichen Thermoelementen, wobei zu beachten ist, daß beide Thermoelemente auf gleichem, möglichst niedrigem Potential liegen. Man verändert die Frequenz und beobachtet die Änderung des Übersetzungsverhältnisses. Bei den geprüften Wandlern wurde nie ein Unterschied zwischen beiden Strömen beobachtet innerhalb der in Betracht kommenden Fehlergrenze. Wenn Störungen auftraten, so war es die Erwärmung des Dielektrikums bei Hochfrequenz.

Gewöhnliche Stromwandler können für sehr hohe Frequenz nicht benutzt werden, weil ihre Induktivität viel zu hoch ist, sie würden nur als Drosselspulen in dem Hochfrequenzkreis wirken. Außerdem würde das üblicherweise verwendete Isoliermaterial bei Hochfrequenz wegen der hohen Verluste, die dabei entstehen, nicht geeignet sein.

G. Keinath.

[1]) McLachlan, The Electrician **78**, S. 382, 1916. — Wireless World **5**, S. 267, 1917; **15**, S. 273, 315, 1924.

W. H. Eccles und **W. A. Leyshon.** Mechanische und elektrische Schwingungen. (Mechanical and electrical vibrations.) Electrician **97**, 65 und 72, 1926.

Die Verfasser entwickeln unter Benutzung einer von Pearson und Anson (Proc. Phys. Soc., S. 204, 1922) angegebenen Schaltung eine Methode, mittels einer Neonlampe, eines Schwingungskreises und einer Stimmgabel Schwingungen genau bekannter Frequenz herzustellen. Diese Anordnung zeichnet sich vor der Schaltung, die eine Stimmgabel als Steuerorgan eines Röhrensenders benutzt, dadurch aus, daß der mit ihr erzeugte Wechselstrom reich an kräftigen höheren Harmonischen ist, die ohne Zwischenschaltung von Verstärkern, z. B. zur Eichung von Wellenmessern, benutzt werden können.

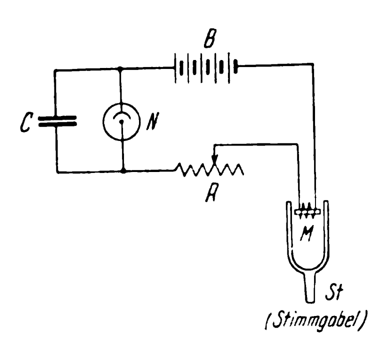


Fig. 1.

Fig. 1 zeigt die einfachste Form eines derartigen Schwingungskreises, während Fig. 2 die Schaltung wiedergibt, die sich am meisten bewährt hat, darin sind N die Neon-Glimmlampe, C_1 und C_2 die wirksamen Kondensatoren, C_3 ein Blockkondensator, L eine Koppelspule, R der variable Widerstand, M_1 und M_2 die Antriebselektromagneten der Stimmgabel, T ein Kopffernhörer.

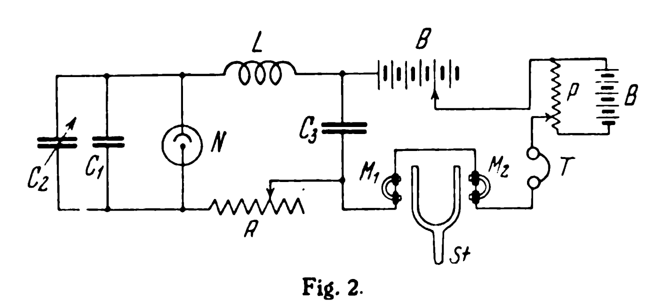


Fig. 2.

Bei einer Stimmgabelfrequenz von 2000 Hertz hatte C_1 eine Kapazität von ungefähr 0,001 μF; M_1, M_2 und T einen Widerstand von 12 000 Ω, R einen solchen von ungefähr 100 000 Ω. Die Lampe arbeitete bei Spannungen zwischen 150 und 170 Volt, der Strom betrug ⅓ bis ½ Milliampere, wenn der Widerstand R zwischen 60 000 und 100 000 Ω lag.

Die Apparatur wurde auf die Art in Betrieb gesetzt, daß man bei einem sehr großen Widerstand und wachsender Spannung die Selbstunterbrechungen der Lampe so einregulierte, bis ein musikalischer Ton hörbar wurde. Der Ton wurde dann auf den Eigenton der Stimmgabel abgestimmt. Die Stimmgabel wirkte steuernd über die Magnetspulen auf die Lampe zurück. War die ganze Apparatur einige Minuten in Betrieb, dann konnte P, R und C_2 beträchtlich geändert werden, ohne daß die mit der Frequenz der Stimmgabel gesteuerten Schwingungen aussetzten.

Oberschwingungen bis zur 200 fachen Frequenz der Grundschwingung konnten leicht nachgewiesen werden. Wurden starke Harmonische verhältnismäßig kurzer Wellenlänge verlangt, so ersetzte man die Stimmgabel am besten durch einen Stahlstab, der longitudinale Schwingungen ausführt.

In einem besonderen Fall hatte dieser Stab die Länge von 4 cm mit einer Frequenz von 6250 Hertz. Der 200. Oberschwingung entsprach eine Wellenlänge von 240 m. Versuche mit noch kürzeren Stäben werden fortgesetzt.

Im Vergleich zum Stimmgabel-Röhrensender ist die Kombination Neonlampe—Stimmgabel schwieriger zu behandeln. Dies hängt zum Teil mit dem im Laufe der Zeit wechselnden Gasinhalt der Lampe zusammen. Die Röhrenanordnung ist zuverlässiger, die Neonanordnung reicher an Oberwellen. A. Scheibe.

William G. Baker and Chester W. Rice. Brechung kurzer elektrischer Wellen in den oberen Schichten der Atmosphäre (gekürzt). (Refraction of Short Radio Waves in the Upper Atmosphere (Abridged).) Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. **45**, 535—538, 1926. Nr. 6.

Die Erscheinungen der Ausbreitung kurzer Wellen (von 60 bis 15 m Wellenlänge) können quantitativ berechnet werden, indem man nur den Einfluß von Elektronen auf die Brechung berücksichtigt und den Einfluß des erdmagnetischen Feldes und Elektronenzusammenstöße in erster Annäherung vernachläsigt. Die Verteilung und auch die Zahl der Elektronen in Kubikzentimeter der oberen Schichten der Atmosphäre, wie sie sich auf Grund dieser Theorie an Hand des noch ziemlich dürftigen experimentellen Befundes ergeben, scheinen mit den Werten übereinzustimmen, die aus den Erklärungen der täglichen Schwankungen des erdmagnetischen Feldes, des Nordlichtes und der Ausbreitung langer elektrischer Wellen zu folgern sind. Die Wege, welche die Wellen von einem Sender zu einem entfernten Punkt der Erde zurücklegen, werden berechnet. Man erhält so ein gutes Bild der bekannten „toten Zone". Unter Vernachlässigung von Absorption und Streuung erhält man ideale Intensitätskurven, welche die Verteilung der von einem Sender ausgestrahlten Energie über die Erdoberfläche zeigen. Man findet so eine Steigerung der Energie gerade hinter der toten Zone und dort, wo der Strahl, der tangential vom Sender abgestrahlt ist, zur Erde zurückkehrt. Auch die Reflexion von Wellen an der Erdoberfläche wird berechnet. Auf Grund der Überlegungen kann man die geeignetsten Wellenlängen für die Tag- und Nachtverbindung zwischen zwei entfernten Stationen festlegen. Weiter ist ausgeführt, daß unterhalb einer kleinsten Wellenlänge, die in der Gegend von 10 m Wellenlänge liegt, ein Verkehr auf große Entfernung nicht mehr möglich ist. Vom Standpunkt der Telegraphie auf große Entfernungen ist ein niedriger Strahlungswinkel am günstigsten. Der Strahlenweg und die Energiedichte in der Wellenfront von hochgehenden Wellen sind unabhängig von der Polarisationsebene des Senders. Der Einfluß der Polarisation auf den Empfang wird nicht behandelt. E. Lübcke.

R. L. Smith-Rose und R. H. Barfield. Die Schwächung drahtloser Wellen infolge des Widerstandes der Erde. (The attenuation of wireless waves due to the resistance of the earth.) Journ. Inst. Electr. Eng. London, **64**, 766—770. 1926. Nr. 355.

Es wird auf die Tatsachen der Schwächung der elektromagnetischen Wellen, die sich längs der Erdoberfläche ausbreiten, hingewiesen, die auf der Energieabsorption durch die Erde selbst beruht. Die von Sommerfeld und Zenneck aufgestellten Theorien werden kurz gestreift.

Die aus diesen Theorien abgeleiteten Resultate werden an einigen typischen Fällen der Langwellen- und Kurzwellentelegraphie geprüft. Dabei zeigt es sich, daß alle Versuche noch starke Mängel zeigen. Mit Rücksicht auf die Wichtigkeit einer genauen Kenntnis der Bodenabsorption in Verbindung mit der vollständigen Klärung der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen aller Längen über die Erde, ist es jedoch sehr erwünscht, daß bald systematische Versuche über diesen Punkt angestellt werden. Lübcke.

T. F. Wall. Die Erzeugung sehr starker Magnetfelder. (The generation of very intense magnetic fields.) Journ. Inst. Electr. Eng. London, **64**, 745—757, 1926. Nr. 355.

Für manche Untersuchungen ist es erwünscht, Magnetfelder von der Größenordnung von 1 Million Gauß herzustellen. Dies kann man dadurch erreichen, daß man einen großen Kondensator auflädt und sich sehr schnell durch die Feldspule entladen läßt. Als Kapazität wurden 28 Stück papierisolierte, in Öl getauchte Kondensatoren von insgesamt 1366 μ F benutzt, die auf eine Spannung von 2000 Volt aufgeladen werden konnten. Ein von einem Motor angetricbener Quecksilberschalter steuerte die Ladung und Entladung der Kapazität und gleichzeitig die photographische Platte, auf der die Oszillogramme aufgenommen wurden. Die Dimensionen der unter Öl angebrachten Feldspulen lagen in der Größenordnung: 2 cm Länge, 3 cm äuß. Durchmesser. Die zu untersuchende magnetische Substanz hatte ungefähr folgende Dimensionen: 5 mm lang und etwa 5 mm Durchmesser. Die Entladung der Kapazität war oszillatorisch, ihre Frequenz lag je nach der Spulenform und Größe zwischen 400 und 1300 Hertz. Die erste Stromspitze erreichte Werte von 5000 Amp., der zweite lag etwa 40% tiefer. Die maximale Feldstärke lag bei 200 000 Gauß. Lübcke.

Leo James Peters. Verhalten von Radioempfängern bei Signalen und Störungen. (Behavior of Radio Receiving Systems to Signals and to Interference.) Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. **45**, S. 707—716, 1926, Nr. 8.

Es wird eine Methode entwickelt, durch die man viele Einschaltvorgänge, allgemein nicht stationäre Erscheinungen, bei Radiosystemen durch alleinige Betrachtung der stationären Eigenschaften erklären kann. Das Schema besteht darin, daß man die Spannungen, welche in den Empfangssystemen infolge von Störschwingungen oder einfallenden Wellen erzeugt werden, durch eine Reihe von Generatoren ersetzt, welche die richtigen Spannungen und Frequenzen haben. Man kann annehmen, daß diese Generatoren in dem Kreis für eine unendlich lange Zeit eingeschaltet sind, so daß man nur die stationären Vorgänge im System zu verfolgen braucht. Es werden die Generatoren angegeben, welche die in einer Antenne induzierten Spannungen ersetzen sollen, und die von unterbrochenen, ungedämpften Sendern, von Funkenstationen, von Telephoniesendern und von atmosphärischen Störungen herrühren. Man kommt so zu den wünschenswerten Eigenschaften eines Empfängers für die Aufnahme der verchiedenen Sender-Typen bei Störungen. Weiter wird ein Idealsystem beschrieben, welches als Vergleichsnormale für die Beurteilung von selektiven Geräten dienen kann. Dieser Idealempfänger verringert die Interferenz mit allen möglichen Quellen auf den kleinsten Wert, den man überhaupt erzielen kann nach diesem Prinzip der Frequenzaussiebung. Es ergeben sich so auch die Grenzen dieser Methode. Als Beispiel werden Berechnungen für einen einfachen Empfänger gegeben. Und es wird der Einfluß der Sendestationen verschiedener Typen und der atmosphärischen Störungen untersucht. E. Lübcke.

Einzelheiten der neuen Marconi-Stationen zu Bodmin und Bridgwater für den gerichteten Sendeverkehr mit Kanada und Südafrika. (Details of the New Marconi Beam Stations at Bodmin and Bridgwater for Canadian and South African Traffic.) Electrician, **96**, 62—63, 1926.

Die zwei Stationen gehören zu einem größeren Bauprogramm des englischen Reiches zur Verbindung des Mutterlandes mit seinen Dominions. Die Station Bodmin in Cornwall dient dem gerichteten Sendeverkehr mit einer Empfangsstation bei Montreal in Kanada und einer zweiten Station bei Kap Town in Südafrika. Bridgwater in Somerset ist die dazugehörige Empfangsstation auf englischer Seite. Ähnliche Stationen zum wechselseitigen Verkehr mit Poona in Indien und Melbourne in Australien werden in Grimsby und Shegness in England errichtet.

Die Antennenanlagen und Maschinenanlagen der beiden Stationen werden besprochen. Die Antennenanordnung ist für Sende- und Empfangsstation die gleiche. Bei jeder Station sind 10 Maste errichtet, von denen je 5, in einer Ebene angeordnet, dem Verkehr mit der betreffenden Gegenstation dienen. Die Antennenebene steht senkrecht auf der betreffenden Verkehrsrichtung.

Jeder Mast besitzt eine Höhe von 277 Fuß und trägt auf der Spitze einen horizontalen, auf der Antennenebene senkrechten, 90 Fuß langen Quermast. Der Abstand zwischen den Masten beträgt 650 Fuß. Die Spitzen der Quermaste sind durch zwei parallele Tragseile aus Stahl verbunden, deren Abstand durch die gewählte Wellenlänge bestimmt ist. Von diesen Parallelseilen hängen als Vertikaldrähte die Reflektor- bzw. Strahlungsantennen herab.

Als Senderöhren sollen solche einer ölgekühlten Type verwandt werden. Zur Vermeidung von Erschütterungen des Senders ist die Kraftmaschinen-Anlage auf Kork federnd montiert. Die Zuführung der Energie zu dem Antennengebilde erfolgt durch Kupferröhren, die auf dem Grund von Zuführungsgräben verlegt sind.

Die Gegenstationen werden in gleicher Weise errichtet. A. Scheibe.

Die drahtlose Ausrüstung von Flugzeugen. (Wireless on aircraft.) Electrician, **95**, 498—499, 1925.

Eine größere Anzahl von Sendern, Empfängern und Richtungsfindern, die von der Marconi-Gesellschaft als Bordausrüstung für Flugzeuge hergestellt werden, sind beschrieben. A. Scheibe.

Patentschau.

Von **Carl Lübben.**

Umwandlung einer höheren Frequenz in eine tiefere.

D. R. P. 436 131, Klasse 21 a^4, Gruppe 6 (Telefunken), pat. vom 16. September 1926, ausgegeben am 26. Oktober 1926, Zusatz zum Patent 424 172.

Es handelt sich um einen besonderen Fall der im Hauptpatent geschützten Anordnung zur Umwandlung einer höheren Frequenz in eine niedrigere, bei der in den Schwingungskreisen Eisenspulen enthalten sind. Sind drei Kreise durch einen gemeinsamen Eisenkern verkettet, so kann der Fall

$$2\,\omega = \omega_1 + \omega_2$$

praktisch verwendet werden, wenn ω_1 und ω_2 genügend weit von ω entfernt sind. Arbeitet bei der in Fig. 1 dargestellten Anordnung der Generator G mit der Frequenz ω auf den

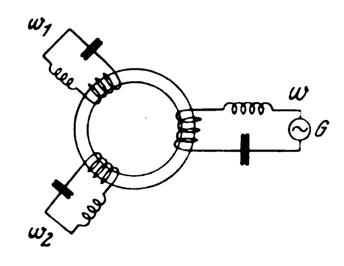


Fig. 1.

einen Kreis, so kann aus den beiden anderen Kreisen sowohl jede tiefere als auch jede höhere Frequenz herausgeholt werden, wenn die oben angegebene Beziehung hergestellt wird.

Stellt man das System so ein, daß die Frequenzen ω_1 und ω_2 dicht vor dem Anschwingen stehen, so kann eine einfallende Welle gleich der höheren Frequenz einen Empfangsstrom mit der tieferen Frequenz auslösen.

Piezoelektrische Schwingungskontrolle.

D.R.P. 435 998, Klasse 21 a^4, Gruppe 8 (Int. Gen. El. Co., Amerika), pat. vom 7. März 1926. Unionspriorität 14. Juli 1925), ausgegeben am 22. Oktober 1926.

Die Eigenfrequenz eines zur Schwingungskontrolle benutzten Piezokristalles ist zwar im wesentlichen durch seine Abmessungen bestimmt, doch macht sich auch die thermische Ausdehnung bemerkbar. Erfindungsgemäß wird dieser Einfluß dadurch kompensiert, daß der Abstand zwischen Kristall und Elektrode durch thermische Ausgleichvorrichtungen so

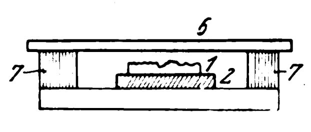


Fig. 2.

beeinflußt wird, daß die Resonanzfrequenz für jede Temperatur konstant ist. Bei der in Fig. 2 wiedergegebenen Anordnung sind z. B. die untere Elektrodenplatte 2 und der Ring 7 aus verschiedenen geeigneten Metallen (z. B. Invar und Kupfer) hergestellt, so daß der Abstand zwischen der zweiten Elektrode 6 und dem Kristall 1 bei jeder Temperatur der gleiche ist.

Kurzwellen-Röhrensender nach Barkhausen-Kurz.

D. R. P. 435 463, Klasse 21 a^4, Gruppe 9 (Telefunken), pat. vom 29. Oktober 1918, ausgegeben am 18. Oktober 1926.

Es handelt sich um die aus der Fachliteratur bereits lange bekannte Methode zur Erzeugung sehr kurzer Wellen mittels Röhre nach Barkhausen-Kurz (vgl. Phys. Z. S. 21. 1. 1920, Ann. d. Phys. Z. 3. 54. 1924, Phys. Z. S. 26. 368. 1925. — Brit. Pat. 198 757). Die Schwingungen treten auf, wenn an das Gitter eine hohe positive Vorspannung, an die Anode eine geringe negative Spannung angelegt wird (Fig. 3). Die entstehenden Schwingungen sind von

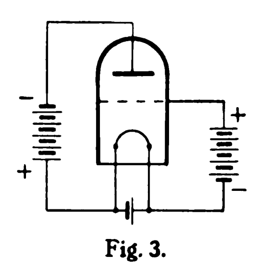


Fig. 3.

sehr hoher Frequenz und praktisch nur durch die Abmessungen der Röhre und durch die angelegten Spannungen bestimmt.

Fernmodulation.

Brit. Pat. 256 828, (Soc. Anon. des Ondes dirigees, La Tour) vom 2. November 1925, ausgegeben am 13. Oktober 1926.

Von zwei Stationen A B (Fig. 4) für Gegenverkehr soll nur eine (A) mit einem Sender ausgerüstet sein, während die andere Station durch eine Taste T bzw. ein Mikrophon

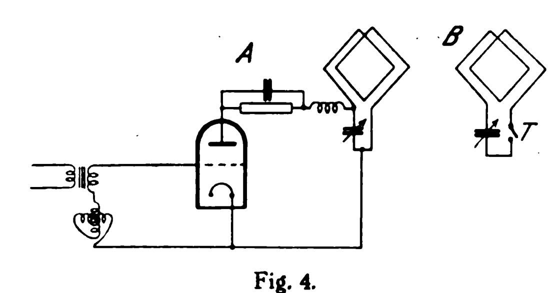


Fig. 4.

in der Empfangsantenne mit Hilfe der aufgefangenen Wellen ihrerseits Zeichen aussendet, die von der Gegenstation aufgefangen werden können.

Regelung des Modulationsgrades.

D.R.P. 435 024, Klasse 21 a^4, Gruppe 14 (Siemens u. Halske), pat. vom 6. Februar 1925, ausgegeben am 5. Oktober 1926.

Die Erfindung betrifft eine Einrichtung zur Regelung des Modulationsgrades, so daß eine Übersteuerung des Senders automatisch verhindert wird. Es wird dies dadurch erreicht, daß der modulierten Hochfrequenzenergie die Niederfrequenz z. B. durch Gleichrichtung entnommen wird, und diese Niederfrequenz entsprechend ihrer Amplitude zur Regelung der Modulation benutzt wird. Die Regelung der Modulation kann dabei in sehr verschiedener Weise erfolgen. Angegeben sind folgende Verfahren:

1. Beeinflussung der Kopplung zwischen dem akustischen Aufnahmeorgan und dem Sender, z. B. durch Änderung der Streuung bzw. gegenseitigen Induktion eines Niederfrequenztransformators.

2. Beeinflussung der Dämpfung eines im Hochfrequenzkreise liegenden Schwingungskreises, z. B. durch Röhren, die parallel zur Selbstinduktion dieses Schwingungskreises liegen und in geeigneter Weise gesteuert werden.

Ein Ausführungsbeispiel ist in Fig. 5 wiedergegeben. Ein Teil der modulierten Hochfrequenz wird dem Antennenkreis 2, 3 durch einen Schwingungskreis 7, 8 entzogen und nach Gleichrichtung durch den Detektor 9 dem Transformator 10 zugeführt. Der so erhaltene niederfrequente Wechselstrom wird nach Gleichrichtung durch einen zweiten Detektor 11 einer Spule 13 zugeleitet, die im Felde eines Magneten 12 drehbar angeordnet ist. Durch die Bewegungen der Spule 13 wird die Kopplung des Transformators 6 beeinflußt, der zwischen Mikrophon 16 und Modulationsröhre 5 eingeschaltet ist.

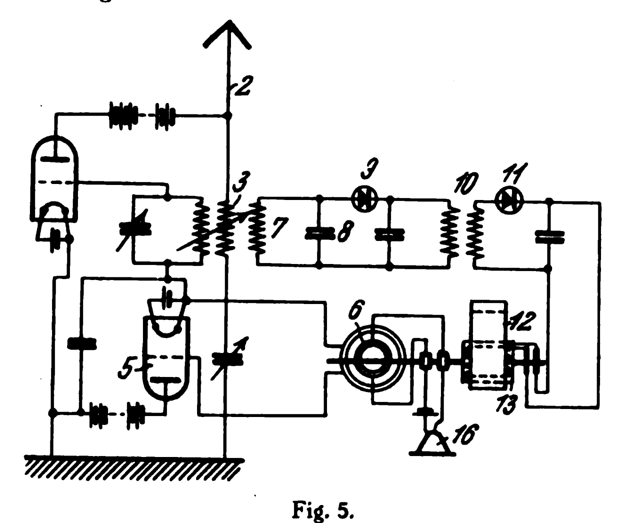


Fig. 5.

Um kurzzeitige Schwankungen, insbesondere solche im Rhythmus der Sprache, unwirksam zu machen, sofern nicht die Trägheit des drehbaren Systems bereits genügt, schaltet man parallel zur Spule 13 einen großen Kondensator 15 (20 μF).

Beeinflussung hochfrequenter Schwingungen mittels Tastdrossel.

D.R.P. 435 025, Klasse 21 a⁴, Gruppe 16 (Lorenz), pat. vom 21. April 1925, ausgegeben am 6. Oktober 1926.

Bekanntlich bereitet es große Schwierigkeiten, größere Energien durch Unterbrechung zu tasten. Erfindungsgemäß

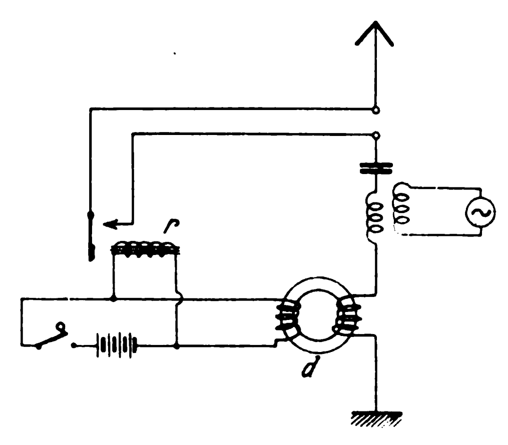


Fig. 6.

wird das Tasten durch Drosseln mit der durch Unterbrechung kombiniert. Es wird dabei zunächst durch Unterbrechung der Gleichstrommagnetisierung der Tastdrossel die Energie der Hochfrequenzschwingung stark abgedämpft und dann die völlige Unterbrechung des Kreises vorgenommen. Eine besonders für diesen Zweck geeignete Anordnung zeigt Fig. 6. Die Spule *r* des zur Unterbrechung der Antenne dienenden Relais liegt parallel zur Gleichstromwicklung der Tastdrossel *d* und besteht aus vielen Windungen dünnen Drahtes, die in dem gewünschten Sinne wirken, nämlich den Kontaktschluß des Relais zeitlich später als das Einschalten der Gleichstrommagnetisierung erfolgen zu lassen.

Tasten mittels aperiodischen Hilfskreises.

D. R. P. 435 074, Klasse 21 a⁴, Gruppe 16 (Siemens & Halske), pat. vom 6. Januar 1924, ausgegeben am 7. Oktober 1926.

Gewöhnlich wird die Energie auf die Antenne durch einen lose gekoppelten abgestimmten Schwingungskreis übertragen. Das Tasten im abgestimmten Schwingungskreis oder in der Antenne selbst bereitet Schwierigkeiten. Bei der in Fig. 7 wiedergegebenen neuen Anordnung ist zwischen dem abgestimmten Schwingungskreis I und dem

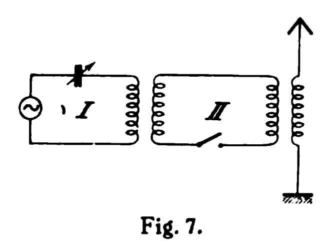


Fig. 7.

Antennenkreis ein aperiodischer Hilfskreis II eingeschaltet, in dem die Energie getastet wird. An dieser Unterbrechungsstelle staut sich im Gegensatz zu den gebräuchlichen Anordnungen keine wesentliche Energie, weil im aperiodischen Schwingungskreis keine Energie aufgespeichert ist. Die Funkenbildung ist daher wesentlich geringer.

Zeichengebung mit Lichtbogengeneratoren.

D.R.P. 436 000, Klasse 21 a⁴, Gruppe 16 (Lorenz), pat. vom 24. Dezember 1920, ausgegeben am 22. Oktober 1926. (Zusatz zum Patent 429 029.)

Nach dem Hauptpatent 429 029 erfolgt die Zeichengebung bei Lichbogengeneratoren dadurch, daß die Dämpfung des Antennenkreises durch eine Spule mit Eisenkern geändert wird, deren Sekundärwicklung beim Tasten kurz-

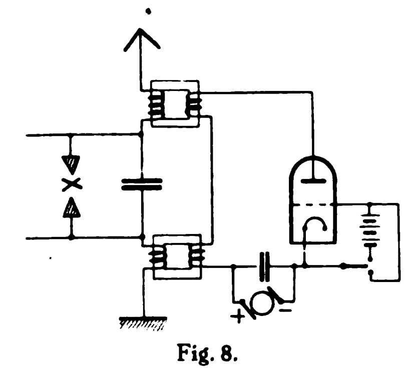


Fig. 8.

geschlossen wird. Erfindungsgemäß werden zwei solche Spulen, eine im Antennenzweig, die andere in der Erdleitung betätigt. Eine Ausführungsform, bei der die Spulen im Anodenkreis einer Röhre liegen, deren Gitterspannung beim Tasten beeinflußt wird, zeigt Fig. 8.



Verfahren zur Umwandlung von Frequenzschwankungen in akustische Töne.

D.R.P. 436 132, Klasse 21 a⁴, Gruppe 23 (Siemens & Halske), pat. vom 16. März 1924, ausgegeben am 26. Oktober 1926.

Frequenzschwankungen einer Hochfrequenzschwingung werden erfindungsgemäß dadurch wahrnehmbar gemacht, daß durch die Hochfrequenz zwei Schwingungskreise erregt werden, die so abgestimmt sind, daß die Hochfrequenz auf dem aufsteigenden Ast der Resonanzkurve des einen Kreises und auf dem abfallenden Ast der Resonanzkurve des anderen Kreises wandert. Beide Kreise wirken gegeneinander auf ein elektrostatisches Telephon ein, so daß sie sich in ihrer Wirkung aufheben, wenn nicht gesprochen wird. Das Verfahren hat den Vorteil, daß die hochfrequenten Ströme nicht erst in niederfrequente umgewandelt werden müssen, sondern unmittelbar akustisch wahrnehmbar gemacht werden; das Entstehen von Verzerrungen ist dadurch weitgehender unmöglich.

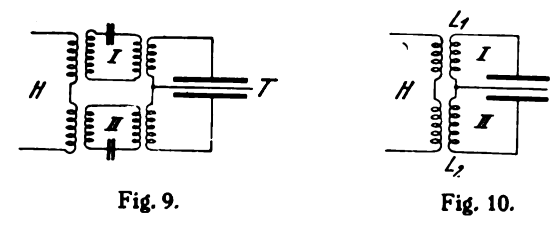


Fig. 9. Fig. 10.

Fig. 9 zeigt eine Ausführungsform, bei der die beiden Schwingungskreise I und II vom Kreis H hochfrequent erregt werden und gemeinsam auf den Kreis des elektrostatischen Telephons T einwirken. Bei der in Fig. 10 wiedergegebenen Anordnung bilden die beiden Hälften des elektrostatischen Telephons T mit den beiden Selbstinduktionen L_1 und L_2 selbst die beiden Schwingungskreise.

Sende- bzw. Empfangseinrichtungen für Zwischenmodulation.

D.R.P. 435 865, Klasse 21 a⁴, Gruppe 54 (Latour, Paris), pat. vom 5. Juli 1921, ausgegeben am 21. Oktober 1926.

Bei den Verfahren mit mehrfacher Modulation („Zwischenmodulation") erfolgt die Modulation gewöhnlich in mehreren Stufen. Erfindungsgemäß wird vorgeschlagen, dem zur Heizung der Röhre dienenden Gleichstrom einen Wechselstrom von der Frequenz der Zwischenfrequenz zu überlagern. Eine weitere Modulation kann dadurch erzielt werden, daß die den Heizwechselstrom erzeugende Maschine mit einer der zweiten Modulationsfrequenz entsprechenden Frequenz erregt wird.

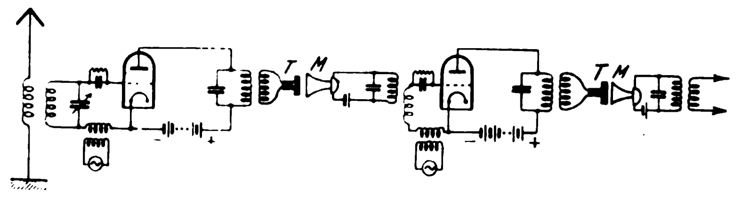


Fig. 11.

Um auf der Empfangsseite eine erhöhte Selektion zu erhalten und das Einsetzen nicht gewünschter Schwingungen zu verhindern, wird vorgeschlagen, die einzelnen Stufen nur akustisch miteinander zu kuppeln. Eine solche Empfangsanordnung ist in der Fig. 11 wiedergegeben, in der mit *T* (Telephon) und *M* (Mikrophon) die akustischen Kopplungsorgane bezeichnet sind.

Regelbarer Hochohmwiderstand.

D.R.P. 434 992, Klasse 21 c, Gruppe 56 (Dubilier), pat. vom 10. Juli 1924, ausgegeben am 5. Oktober 1926.

Der Grundgedanke der Erfindung besteht darin, zwei hintereinander geschaltete Flüssigkeiten von verschiedenem spez. Widerstand zu verwenden, und das Massenverhältnis beider Flüssigkeiten zueinander zu ändern. Bei der in Fig. 12 dargestellten Ausführungsform befindet sich in der Kammer 7 und im unteren Teil 3 des U-förmigen Rohres Quecksilber, darüber im oberen Teil des U-Rohres zum Teil eine Flüssigkeit von hohem Widerstand, z. B. Xylolalkohol. Mittels der

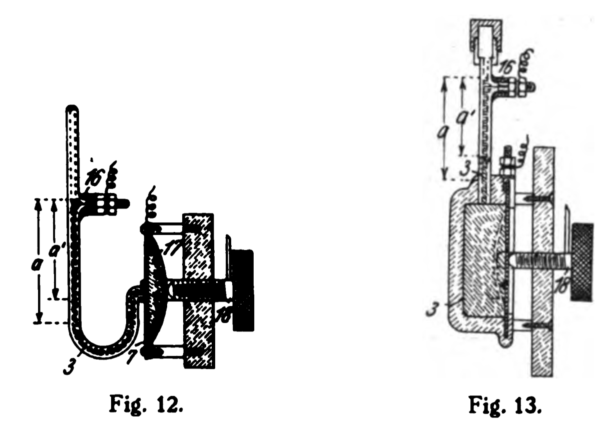


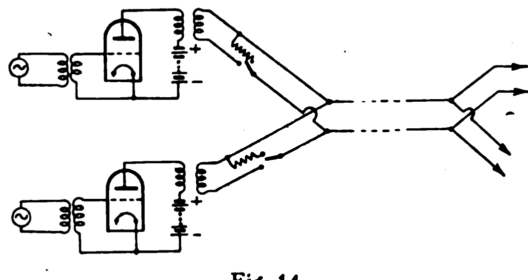
Fig. 12. Fig. 13.

Schraube 18 kann durch Zusammendrücken der Membran 17 die Quecksilbersäule gehoben oder gesenkt und dadurch die Länge der Widerstandssäule bis zum Kontakt 16 geändert werden. Bei der in Fig. 13 dargestellten Ausführungsform wird die das Quecksilber enthaltende Kammer 3 durch eine Membran verschlossen und der Widerstand dadurch geändert, daß diese Membran in die Kammer hineingedrückt wird.

Vielfach-Wechselstromtelegraphie über Kabelleitungen.

D.R.P. 436 135, Klasse 21 a⁴, Gruppe 58 (Siemens & Halske), pat. vom 30. Dezember 1920, ausgegeben am 27. Oktober 1926.

Für Vielfachtelegraphie mit Wechselströmen über Kabel stellt man die Sender gewöhnlich so ein, daß am Kabelanfang der gleiche Spannungsabfall vorhanden ist, der aber genügend


Fig. 14.

groß sein muß, um ein sicheres Arbeiten zu gewährleisten, ohne die anderen Empfänger zu beeinflussen. Der kleinste Spannungsabfall ist vorhanden, wenn alle Taster geschlossen sind. Werden nun aber ein oder mehrere Taster geöffnet, so vergrößert sich der durch die Sender der geschlossenen Taster erzeugte Spannungsabfall, so daß Empfänger mit benachbarten Frequenzen stärker beeinflußt werden und daher der Abstand der Nachbarfrequenzen größer gewählt werden muß als es sonst nötig wäre.

Erfindungsgemäß werden durch das Öffnen einer Taste in dem betr. Zweig Wechselstromwiderstände eingeschaltet,

so daß der Widerstand unverändert bleibt. Diese Anordnung ist für zwei Sender in Fig. 14 wiedergegeben.

Hochfrequenzverkehr längs Starkstromleitungen.

D.R.P. 436 070, Klasse 21 a^4, Gruppe 59 (D. T. W., Berlin), pat. vom 12. April 1925, ausgegeben am 22. Oktober 1926.

Die Aufgabe, den Hochfrequenzverkehr über Starkstromleitungen auch dann aufrecht zu erhalten, wenn durch Ziehen eines Trennschalters die Leitung für den Starkstromverkehr unterbrochen ist, hat man bisher in der Weise gelöst, daß vor und hinter dem Schalter eine für Hochfrequenz durchlässige Brücke quer zur Leitung gelegt wurde, oder daß die Trennstellen der Leitungen durch kleine Kondensatoren überbrückt wurden. Im ersten Fall tritt der Nachteil auf, daß die Selbstinduktionen der beiden Brücken nicht genügend fest gekoppelt werden können, während im zweiten Fall eine an der Trennstelle angekoppelte Sprechstelle kurzgeschlossen wird.

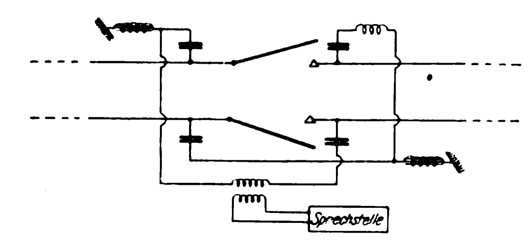


Fig. 15.

Erfindungsgemäß werden die getrennten Leitungszweige kreuzweise miteinander je über einen Kondensator und einer dazu in Reihe liegenden Selbstinduktion verbunden. Mit der überkreuzenden Verbindungsstelle kann die örtliche Sprechstelle gekoppelt werden. Diese Anordnung ist in Fig. 15 dargestellt.

Lichtbogen-Lautsprecher.

D.R.P. 436 128, Klasse 21 a^2, Gruppe 7 (Könemann), pat. vom 26. Oktober 1924, ausgegeben am 26. Oktober 1926.

Der Gleichstromlichtbogen ist bisher als Lautsprecher kaum praktisch verwendet worden, da die Steuerung des Gleichstromlichtbogens Schwierigkeiten bereitet. Erfindungsgemäß soll die Steuerung dadurch erleichtert werden, daß eine Funkenstrecke oder ein Lichtbogen mit einer über Hörbarkeitsgrenze liegenden Hochfrequenz gespeist wird, der die Ton- bzw. Sprachschwingungen aufgedrückt ist.

Siebkette.

D.R.P. 435 476, Klasse 21 g, Gruppe 31 (Siemens & Halske), pat. vom 6. Oktober 1921, ausgegeben am 14. Oktober 1926.

Die neue Siebkette enthält Glieder, von denen jedes aus zwei gleichzeitig erregten Schwingungskreisen besteht, die

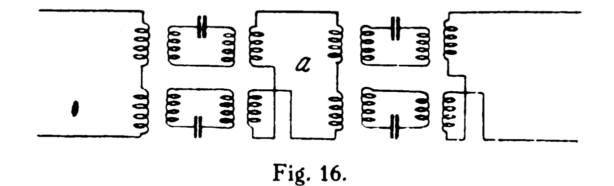


Fig. 16.

mit dem folgenden Glied derart gekoppelt sind, daß sie gegeneinander wirken, so daß nur die Differenz der in ihnen fließenden Ströme zur Wirkung kommt. Die Schwingungskreise müssen, damit die Differenzwirkung überhaupt ein Strom ergibt, Verschiedenheiten besitzen. Sie können z. B. in ihrer Eigenfrequenz oder in ihrer Dämpfung voneinander abweichen. Eine Ausführungsform zeigt die Fig. 16. Zwischen

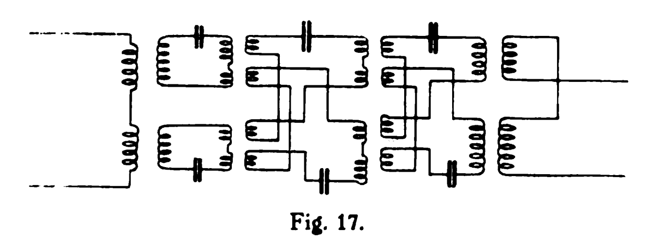


Fig. 17.

den einzelnen Gliedern sind aperiodische Kreise *a* eingeschaltet. Die Schwingungskreise können zur Verbreiterung der Resonanzkurve auch untereinander gekoppelt sein. Eine solche Anordnung zeigt z. B. Fig. 17 (vgl. auch D.R.P. 434 273 Referat Heft 5, Seite XX, Fig. 18 und 19).

Nachweis leitender oder magnetisierbarer Körper durch Frequenzbeeinflussung hochfrequenter Schwingungen.

D.R.P. 435 255, Klasse 21 g, Gruppe 30 (Geffcken & Richter), pat. vom 7. August 1923, ausgegeben am 11. Oktober 1926.

Zum Aufsuchen unterirdischer Metalladern und leitender Bodenschichten, als Alarmvorrichtung bei Annäherung von Personen an Grundstücken, zur Untersuchung der den Betrieb verlassenden Personen auf mitgeführte Metalle u. dgl., verwendet man Hochfrequenzschwingungen, insbesondere die Beeinflussung der wirksamen Kapazität oder Selbstinduktion. Die auftretenden Frequenzänderungen kann man durch Überlagerung einer Hilfsschwingung an der Tonänderung der Schwebungswelle oder in ähnlicher Weise bestimmen. Die Empfindlichkeit dieser Methoden ist bestimmt durch die Größe der Frequenzänderung, d. h. durch das Gesetz

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Erfindungsgemäß wird nun eine weit höhere Empfindlichkeit dadurch erzielt, daß in mindestens zwei Schwingungssystemen, die miteinander gekoppelt und aufeinander abgestimmt sind, Schwingungen erregt werden und die Erscheinung ausgenutzt wird, daß die in den gekoppelten Systemen auftretenden Kopplungswellen bzw. die eine dieser Wellen sich an bestimmten Stellen weit stärker ändert, als die Eigenfrequenzen selbst. Diese Erscheinungen sind in

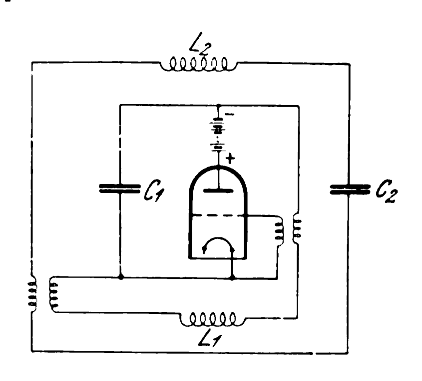


Fig. 18.

der Hochfrequenztechnik vielfach bekannt, z. B. die Kopplungsschwingungen bei Funkensender, die Frequenzsprünge beim Zwischenkreisröhrensender, das Mitziehen gekoppelter Sender u. dgl.



Ein Ausführungsbeispiel zeigt Fig. 18. Miteinander gekoppelt sind die beiden Schwingungskreise C_1 L_1 und C_2 L_2. Die Abhängigkeit der Wellenlänge der in diesem System auftretenden Schwingungen von der Selbstinduktion L_2 zeigt die Kurve 14 in der Fig. 19, während die Kurve 15 die Wellenlänge des Kreises C_1 L_1 in Abhängigkeit von der Selbstinduktion erkennen läßt. Zum Vergleich ist in Kurve 5 die Eigenwellenlänge der Kreise dargestellt. Man sieht aus diesen Kurven, daß für eine bestimmte Selbstinduktion L_0 die Frequenzänderung erheblich vergrößert ist. Die Steilheit der Kurven 14 und 15 in der Umgebung von L_0 kann durch Änderung der Kopplung oder Dämpfung eingestellt werden. Bei fester Kopplung tritt ein Frequenzsprung auf, der ebenfalls ausgenutzt werden kann.

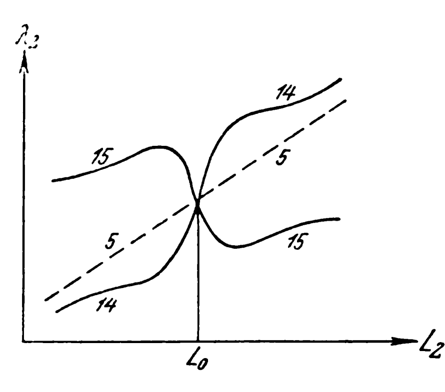


Fig. 19.

Man kann auch von zwei Zwischenkreisröhrensendern gleichzeitig den Röhrenkreis des einen und den freien Kreis des anderen beeinflussen, so daß die Frequenz des einen erhöht, die des anderen erniedrigt, und der Interferenzton gleichsinnig geändert wird.

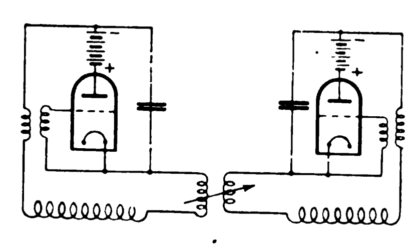


Fig. 20.

Die Verwendung von zwei Röhrensender und die Ausnutzung des Mitziehens zeigt Fig. 20. In einem gewissen Bereich ziehen sich die Frequenzen beider Sender mit, so daß eine geringe Beeinflussung genügt, um sprunghafte Frequenzänderungen herbeizuführen.

Versuche ergaben, daß die erhöhte Empfindlichkeit auch dann auftritt, wenn die Eigenschwingung gekoppelter Kreise einer Oberwelle der aufrecht erhaltenen Schwingung entspricht.

Senderöhre.

Brit. Pat. 257 683 (Gen. El. Co.), vom 9. Juni 1925, ausgegeben am 27. Oktober 1926.

Um das Auftreten unerwünschter Schwingungen sehr hoher Frequenz zu verhindern, wird erfindungsgemäß im Innern der Senderöhre ein Kondensator angeordnet, der mit Gitter und Kathode verbunden ist. Der Kondensator besteht aus zwei konzentrischen Ringen, von denen der eine mit dem Gitterhalter, der andere mit dem einen Kathodenhalter verbunden ist und von diesen Teilen zugleich getragen wird.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

Nr.	Klasse u. Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
434 735	21a2/20	5. 10. 26	Leitungsschnüre für Kopfhörer
434 736	21a2/23	2. 10. 26	Traggestell für Kopfhörer
434 737	21b/13	2. 10. 26	Schutzvorrichtung für Batterien
434 792	21c/22	4. 10. 26	Steckerbefestigung
434 855	21a2/2	1. 10. 26	Bändchenlautsprecher
434 856	21a2/3	1. 10. 26	Bändchenlautsprecher
*434 992	21c/56	5. 10. 26	Hochohmwiderstand
*435 024	21a4/14	5. 10. 26	Regelung des Modulationsgrades am Sender
*435 025	21a4/16	6. 10. 26	Tastschaltung
435 026	21a4/65	6. 10. 26	Vielfach geerdetes Antennengebilde
435 027	21a4/75	6. 10. 26	Federnde Aufhängung von Geräten
435 032	21g/10	6. 10. 26	Aluminium-Wickelkondensator
*435 074	21a4/16	7. 10. 26	Tastanordnung
435 252	21c/59	16. 10. 26	Konstanthaltung der Drehzahl von Hochfrequenzmaschinen
435 254	21c/72	8. 10. 26	Edelgasvakuumsicherung
*435 255	21g/30	11. 10. 26	Nachweis von Metallen usw. mit Hochfrequenz
435 310	21f/85	8. 10. 26	Neon-Quecksilber-Leuchtröhre
*435 463	21a4/9	18. 10. 26	Kurzwellenröhrensender
*435 476	21g/31	14. 10. 26	Siebkette
435 677	21a2/32	21. 10. 26	Anzeige und Aufzeichnung von Schallschwingungen
435 681	21c/47	15. 10. 26	Fernsteuerung mit Hochfrequenz längs Leitungen
435 683	21g/10	13. 10. 26	Wickelkondensator
435 726	21a2/1	18. 10. 26	Fernhörer
435 747	21b/8	16. 10. 26	Galv. Element mit pos. Chromelektrode
*435 865	21a4/54	21. 10. 26	Empfang mehrfach modulierter Wellen
435 911	21c/72	21. 10. 26	Anzeige von Wanderwellen
*435 998	21a4/8	22. 10. 26	Piezoelektrische Schwingungskontrolle
435 999	21a4/15	22. 10. 26	Modulation bei Röhrensender
*436 000	21a4/16	22. 10. 26	Zeichengebung mit Lichtbogengeneratoren
436 001	21a4/75	22. 10. 26	Radiogerät in Schrankform
436 060	21g/24	23. 10. 26	Hochfrequenzapparat
436 069	21a2/1	25. 10. 26	Telephonmagnet
*436 070	21a4/59	22. 10. 26	Hochfrequenzverkehr längs Leitungen
436 125	21a2/1	26. 10. 26	Verbesserung des Wirkungsgrades von Telephonen
436 126	21a2/2	26. 10. 26	Elektrodynamisches Telephon
436 127	21a2/5	26. 10. 26	Mikrophon
*436 128	21a2/7	26. 10. 26	Lichtbogen-Lautsprecher
436 129	21a2/13	26. 10. 26	Dämpfungsvorrichtung für Telephone
*436 131	21a4/6	26. 10. 26	Frequenzwandler
*436 132	21a4/23	26. 10. 26	Umwandlung v. Frequenzschwankungen in Töne
436 134	21a4/56	25. 10. 26	Automatische Einschaltung von Rundfunk-Empfängergruppen
*436 135	21a4/58	27. 10. 26	Vielfachtelegraphie
436 138	21c/55	26. 10. 26	Schaltröhre für Wechselstrom
436 197	21g/1	26. 10. 26	Spulen-Wickelmaschine

Anmerkung. Die mit * bezeichneten Patente sind ausführlich in diesem Heft referiert.

Eingegangene Bücher.

(Ausführliche Besprechung einzelner Werke vorbehalten.)

Rundfunk-Berater. Taschenbuch für Radiofreunde und Amateure. Von Franz Fiedler. 2. erw. Aufl. Mit 1 Tf., 79 S., 8°. Verlag von Johann Künstner, Böhm.-Leipa 1926. Brosch. 1,10 Rm.

Meßtechnik für Radioamateure. Von Hanns Günther (W. De Haas) und Dr. H. Kröncke. (Franckhs „Radio für Alle"-Bücher. Mit 128 Textabb., 219 S., 8°. Franckhsche Verlagshandlung, Stuttgart 1926. Geh. 4,— Rm. Geb. 6,50 Rm.

Der Deutsche Funkverkehr. Von Dr.-Ing. Georg Reiniger. Ein Beitrag zur Verkehrswirtschaft der drahtlosen Nachrichtenmittel. (Lebende Bücher, hrsg. v. Adalbert Deckert.) Mit 11 Diagrammen, IX, 292 S., 8°. Verlag A. Ziemsen, Wittenberg 1926. Geb. 8,— Rm.

Les Filtres Électriques. Von Pierre David. Théorie, Construction, Application. Préface de M. le Général Ferrié. Mit 76 Fig., 129 S. 1 Tf., 8°. Verlag Gauthier-Villars & Vo., Paris 1926.

Bücherbesprechungen.

„Bildrundfunk", von Dr. A. Korn und Dr. E. Nesper. IV., 65 Abb., 102 S., 8°. Verlag von Julius Springer. Berlin 1926.

Nach einer Einleitung von Herrn Nesper über die praktische Bedeutung und Verwendungsmöglichkeit der drahtlosen Bildübertragung werden in einem 1. Abschnitt von Herrn Korn die physikalischen Grundlagen der Bildtelegraphie, soweit sie für den Bildrundfunk in Betracht kommen, in sehr klarer und übersichtlicher Weise beschrieben. Es werden die verschiedenen Sender, die verschiedenen Empfangsmethoden und die wichtigsten Methoden für die Synchronisierung von Sende- und Empfangstrommel besprochen.

In einem 2. Abschnitt geht Herr Nesper auf die Einzelheiten der technischen Ausführung bei den verschiedenen Systemen der drahtlosen Bildübertragung ein. Er bringt am Schluß auch noch Einzelheiten über Vorschläge für einen Fernkino-Apparat und eine Beschreibung des Schnelltelegraphier-Apparates nach Karolus-Telefunken.

Ein Literaturverzeichnis enthält die wichtigsten, insbesondere neueren Veröffentlichungen über das Gebiet. —

Man kann das Buch, das eine gute Übersicht über die bisherigen Versuche der elektrischen Bildübertragung gibt, auch denjenigen empfehlen, die sich von einem Bildrundfunk nicht allzuviel versprechen.

J. Zenneck.

Les grandes Etapes de la Radio von Joseph Guinchant, Professor der allgemeinen Physik an der Naturwissenschaftlichen Fakultät von Bordeaux. Fascicule I. Les premières découvertes. 60 Textabb., 88 S., 8°. Verlag von Dunod. Paris (1925).

Das Buch soll eine Geschichte der drahtlosen Telegraphie sein und den Stoff in drei Bändchen behandeln. Das vorliegende erste geht von den Grundlagen, wie sie insbesondere durch Maxwell, Lord Kelvin, Feddersen und Hertz geschaffen waren, bis zum gekoppelten Sender. Die beiden folgenden Bändchen sollen die weitere Entwicklung bis zur Jetztzeit bringen.

Das vorliegende Bändchen ist mit größter Sorgfalt abgefaßt, das Material mit größtem Fleiß zusammengetragen. Am Schluß jedes Kapitels befindet sich eine ins einzelne gehende Literaturzusammenstellung. Die Darstellung, die sofort den Fachmann auf diesem Gebiet erkennen läßt, ist sehr klar und in jeder Beziehung sympathisch. Der Verfasser hat sich nach meinem Gefühl alle Mühe gegeben, seine Geschichte der drahtlosen Telegraphie frei von Vorurteilen irgendwelcher Art zu halten.

Ich möchte das Buch auch den deutschen Lesern, die sich für die Geschichte der drahtlosen Telegraphie interessieren, angelegentlichst empfehlen. J. Zenneck.

Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen. Von Prof. Dr. Viktor Hess. Mit 14 Abb. VIII u. 174 S., 8°. Verlag Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges. Braunschweig 1926. Geh. 9,50 RM.

Es ist einer der besten Kenner der modernen luftelektrischen Forschung, der uns in dem vorliegenden Buch über das im Titel genannte Spezialgebiet zusammenfassend berichtet. Nach einer kurzen Einleitung über die Grundtatsachen der Ionenleitung in Gasen werden die Methoden zur Messung der Leitfähigkeit der Luft, der Ionenzahlen und der Ionenbeweglichkeiten dargelegt und die erzielten Ergebnisse besprochen. Im folgenden Kapitel werden wir bekannt gemacht mit den in der Atmosphäre wirksamen Ionisatoren, mit ihrer quantitativen Untersuchung und mit den Resultaten der über die ganze Erde erstreckten und bereits sehr umfangreichen Beobachtungsreihen; von besonderem Interesse dürften hier die im § 23 gegebenen Ausführungen über die durchdringenden Strahlungen und vor allem wiederum die unter eingehender und vollständiger Berücksichtigung der ganzen Literatur mitgeteilten Ergebnisse über die durchdringende Höhenstrahlung (Ultra-γ-Strahlung) sein. Der nächste Abschnitt enthält die Besprechung der ionenvernichtenden Vorgänge (Wiedervereinigung, Adsorption und dergl.) und liefert nun das Material zu der das letzte Kapitel füllenden Diskussion über die Ladungsbilanz in der Atmosphäre, die dank der zur Verfügung stehenden Daten heute befriedigend durchgeführt werden kann. Aus diesem Kapitel sei an dieser Stelle insbesondere der letzte § 28 hervorgehoben, in dem die Ionisation und Leitfähigkeit der höchsten Atmosphärenschichten besprochen und anschließend auf die Ausbreitung der elektrischen Wellen eingegangen wird. Leider hat es der verfügbare Raum dem Verfasser nicht gestattet, eingehender auf die physikalische Konstitution der Atmosphäre in den Höhenlagen einzugehen, in denen die für die Fortpflanzung der Fernwellen maßgebenden Vorgänge sich abzuspielen scheinen; hier wäre vor allem eine kritische Diskussion der Gründe für und gegen die Wegenersche

Wasserstoffsphärenhypothese (Nordlichtspektrum, Theorie der Sternschnuppen) erwünscht gewesen; doch hätte dies wohl zu weit geführt, ebenso wie eine ausführlichere Untersuchung der Frage, ob die Ultra-γ-Strahlung wirklich in so geringem Maß an der Ionisation der Strato- und der oberen Troposphäre beteiligt ist, wie dies der Verfasser annimmt. Wie wenig übrigens diese Frage noch geklärt ist, zeigt z. B. eine eben in der „Phys. Z. S.", Heft 21, erschienene Arbeit von Benndorf, die gerade zu dem entgegengesetzten Ergebnis kommt. Die verschiedenen Theorien der Wellenausbreitung, die im Zusammenhang mit der Heavisidehypothese stehen, werden dann in knapper und klarer Form besprochen und zum Schluß auch die atmosphärischen Empfangsstörungen kurz behandelt. Man kann hier natürlich nicht eine erschöpfende Übersicht über dies Teilthema verlangen — so z. B. sind die Arbeiten von Dieckmann nicht erwähnt — und wird sich durch solche kleine Unvollständigkeiten die Freude an diesem vorzüglichen und für den Physiker wie den Meteorologen gleich wertvollen Buch nicht trüben lassen. R. Seeliger.

Rundfunktechnisches Handbuch, 1. Teil. Die konstruktiven und theoretischen Grundlagen für den Selbstbau von Rundfunkempfängern. Von Prof. Dr. Heinrich Wigge. Mit 563 Abb. XV und 339 S., 8⁰. Verlag von M. Krayn. Berlin 1925. Geb. 15,— RM.

Bei der Rundfunkliteratur, zumal wenn es sich um gemeinverständliche Bücher vorwiegend praktischen Inhaltes handelt, wurde mit Rücksicht auf die rasche Entwicklung mehrfach die Form von Büchersammlungen gewählt, bei denen kleinere Einzelbände Teilgebiete behandeln. Zu den hauptsächlichsten Vorzügen dieser Form — leichte Anpassung an den Fortschritt, Spezialisten als Verfasser, billiger Einzelpreis — treten jedoch auch manche Nachteile; da jeder Band vom andern unabhängig sein soll, sind Wiederholungen nicht zu vermeiden, und die Verschiedenheit der Verfasser kann zu einer unerwünschten Verschiedenheit in der Darstellungsform führen. Schließlich werden die Anschaffungskosten für den, der die einzelnen Bände mehr oder weniger vollständig erwirbt, nicht unbeträchtlich.

Das Rundfunktechnische Handbuch von Professor Dr. H. Wigge bietet in einem handlichen Band alles wesentliche übersichtlich vereinigt. Es will in erster Linie ein Ratgeber für diejenigen sein, welche sich selbst Empfangsgeräte herstellen. Dementsprechend finden sich auch Abschnitte über Werkzeuge und ihre Handhabung vor. Für die wichtigsten Bestandteile eines Empfängers und die Einrichtung der ganzen Anlage sind ausführliche Anleitungen zur Selbstherstellung gegeben, soweit eine solche möglich ist.

Bei den einzelnen Abschnitten sind jeweils theoretische Ausführungen vorangestellt. Diese sind inhaltlich sehr reichhaltig, jedoch in der Darstellungsform dem vorwiegend praktischen Charakter des Buches entsprechend etwas knapper gehalten, so daß ihr Verständnis teilweise Vorkenntnisse erfordert. Besonders erwähnt sei die theoretische Behandlung der Verstärker mit Hilfe von Vektordiagrammen. Im übrigen zeigt das Buch eine angenehme Einheitlichkeit in der Darstellungsform, namentlich auch bei den sehr zahlreichen und klaren Abbildungen.

Zusammenfassend hat man den Eindruck, daß hier ein in Theorie und Praxis erfahrener Fachmann mit Sorgfalt eine reiche Fülle von Material unter liebevoller Berücksichtigung kleinster Einzelheiten gesammelt, gesichtet und bearbeitet hat. Das Buch wird daher, selbst wenn manche Einzelheiten durch die rasch fortschreitende Entwicklung überholt werden, nicht nur für den Bastler, sondern auch für den Fachmann ein praktisches Handbuch sein. E. Mauz.

Mitteilungen an die Schriftleitung.

Berichtigung zu der Arbeit: „Über die Verstärkung von im Hörbereich liegenden Schwingungen mit Widerstandsverstärkern".

Von A. Forstmann.

In die mathematische Behandlung des in diesem Jahrbuch **28**, S. 156, 1925, Heft 5, von mir behandelten Problems hat sich ein Irrtum eingeschlichen, der, wenn er auch die Ergebnisse nicht wesentlich ändert, nachstehend berichtigt werden soll.

Da es bei der Errechnung des Wirkungs- bzw. Verstärkungsgrades auf einen Vergleich von Absolutwerten ankommt, so muß die Formel (1a) lauten

$$W = \frac{1}{D} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a + \mathfrak{R}_i|};$$

demgemäß ist für die untere Grenzfrequenz

$$W \approx \frac{1}{D} \cdot \frac{R_a}{R_a + R_i}$$

und für die obere Grenzfrequenz unter gegebener Voraussetzung

$$W \approx \frac{1}{D} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + R_i^2\, \omega^2 C_{sch}^2}}$$

entsprechend muß Formel (8a) lauten

$$V = \frac{1}{D} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a + \mathfrak{R}_i|} \cdot \frac{|\mathfrak{r}_g|}{|\mathfrak{r}_g + \mathfrak{r}_{ü}|}$$

also für die untere Grenzfrequenz

$$V \approx \frac{1}{D} \cdot \frac{R_a}{R_a + R_i} \cdot \frac{R_g}{\sqrt{R_g^2 + \frac{1}{\omega^2 C_{ü}^2}}}$$

und für die obere Grenzfrequenz unter gegebener Voraussetzung

$$V \approx W \approx \frac{1}{D} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + R_i^2\, \omega^2 C_{sch}^2}}$$

Weiterhin muß lauten Formel (15)

$$|\mathfrak{r}_{ü_t}| = |\mathfrak{r}_{g_t}| \sqrt{\sqrt[n]{4} - 1}$$

bzw. Formel (22)

$$R_i = |\mathfrak{R}_a| \sqrt{\sqrt[n]{4} - 1}$$

Die übrigen Feststellungen meiner Arbeit werden durch nachstehende Berichtigung nicht berührt.

Bemerkungen zu der Arbeit von A. Forstmann: „Über die Verstärkung von im Hörbereich liegenden Schwingungen mit Widerstandsverstärkern.

Von M. v. Ardenne.

Die Arbeit von A. Forstmann in diesem Jahrbuch (28, S. 156, 1926, Heft 5) stellt im wesentlichen eine Erweiterung seiner Aufsätze: „Zur Theorie verzerrungsfreier Niederfrequenzverstärkung mit Widerstandsverstärkern" in der Zeitschrift „Der Radioamateur" (Bd. 4, S. 660 u. 684, 1926, Heft 34 u. 35) dar. Da der Verfasser seinerzeit Gelegenheit hatte, in der gleichen Zeitschrift (4, S. 761, 1926, Heft 39) zu entgegnen, erübrigt sich an dieser Stelle ein erneutes Eingehen auf die schon dort enthaltenen Punkte. Auf die hinzugekommenen Beziehungen (bzgl. der veränderten Form der Barkhausen'schen Spannungsverstärkungsformel) einzugehen, muß sich der Verfasser versagen, weil nicht erkennbar ist, wie diese gefunden worden sind.

Im Verlaufe seiner Arbeit gibt A. Forstmann an, daß in dem Aufsatz des Verfassers „Ein Vergleich zwischen Transformatoren- und Widerstandsverstärker" (ds. Jahrbuch 6, S. 167, 1926, Heft 6) die Phasenverschiebung zwischen den Spannungen am inneren und äußeren Widerstand unberücksichtigt geblieben ist. In der Tat ist dem Verfasser hier ein bedauerliches Versehen unterlaufen, da $R_{i_{(a)}}$ und $|\mathfrak{R}_a|$ nicht einfach, sondern vektoriell zu addieren sind. Der resultierende Gesamtwiderstand $|\mathfrak{R}_a + R_{i_{(a)}}|$ wird infolge der Phasenverschiebung kleiner, d. h. die Verstärkung wird bei kapazitiver Belastung gegenüber der in der früheren Arbeit angegebenen Formel größer; sie kann maximal auf den $\sqrt{2}$ fachen Wert steigen. Bei dem erwähnten Vergleich verschieben sich demnach die Verhältnisse noch mehr zu Gunsten des Widerstandsverstärkers und bei Widerstandsverstärkern im allgemeinen zu Gunsten noch höherer Anodenwiderstände, da (wenn man die Scheinkapazität als konstant ansieht) sich eine geringere Frequenzabhängigkeit ergibt. Aus der Barkhausen'schen Formel

$$V = \frac{1}{D}\left|\frac{\mathfrak{R}_a}{\mathfrak{R}_a + R_{i_{(a)}}}\right|$$

folgt dann (in einer Schreibweise, die einen klaren Vergleich mit der Forstmann'schen Formel (1 a) ermöglicht):

$$V = \frac{1}{D}\sqrt{\frac{\dfrac{|\mathfrak{R}_a|}{R_{i_{(a)}}}}{\dfrac{|\mathfrak{R}_a|}{R_{i_{(a)}}} + \dfrac{R_{i_{(a)}}}{|\mathfrak{R}_a|} + 2\cos\varphi}}$$

(hierbei ist $\operatorname{tg}\varphi = R_a \cdot \omega \cdot C_{sch}$)

Wie zu erkennen ist, errechnet sich aus der Forstmann'schen Formel im Gegensatz zu der oben angegebenen Formel bei Vorhandensein einer Phasenverschiebung eine viel zu kleine Verstärkung; die Forstmann'sche Formel führt daher zu unrichtigen Schlüssen.

A. Forstmann betont, daß die theoretischen Ergebnisse seiner Arbeit durch Versuche nachzuweisen sind. Schon vor längerer Zeit wurden vom Verfasser entsprechende Messungen über die Frequenzabhängigkeit der Verstärkung durchgeführt. [1]) Diese zeigten in Übereinstimmung mit den wiedergegebenen Beziehungen, daß trotz Verwendung großer Kopplungswiderstände (3 Megohm) nur sehr geringe Frequenzabhängigkeiten im oberen Hörbereich vorhanden sind, eine Tatsache, die nicht den Forstmannschen Folgerungen entspricht.

Erwiderung zu vorstehender Bemerkung.

Von A. Forstmann.

Obige Bemerkung erledigt sich, soweit der Ausdruck für die Größe des Wirkungskreises usw. in Frage kommt, durch meine in diesem Heft gebrachte Berichtigung.

Die Behauptung des Herrn v. Ardenne, seine Bemerkung im Radio-Amateur stelle eine Entgegnung auf meine Arbeit in diesem Jahrbuch dar, ist unzutreffend, vielmehr erledigt sich genannte Bemerkung durch meine Ausführungen in vollem Umfange.

Zu bemerken ist, daß die von v. A. angegebene Beziehung nicht den Ausdruck für V, sondern für W wiedergibt, auch ist der Ausdruck für $\operatorname{tg}\varphi$ nur sehr bedingt richtig.

Die aus der Formel gezogenen Schlüsse sind nur insofern richtig, als der Grenzwert für R_i und $|\mathfrak{r}_{\ddot{u}_t}|$ etwas höher liegt. Für die praktische Berechnung der Dimensionierung solcher Verstärker sind jedoch die Abweichungen namentlich hinsichtlich R_i, wie eine einfache Rechnung zeigt, nur geringfügig.

Die Abweichungen, die sich aus der von mir irrtümlich angegebenen Formel von der berichtigten hinsichtlich der oberen Frequenz ergeben, sind jedenfalls geringer als die, die sich bei Anwendung der bisherigen v. A.'schen Formel ergeben und die, wie Herr v. A. angibt, von ihm durch Messungen geprüft wurden[2]).

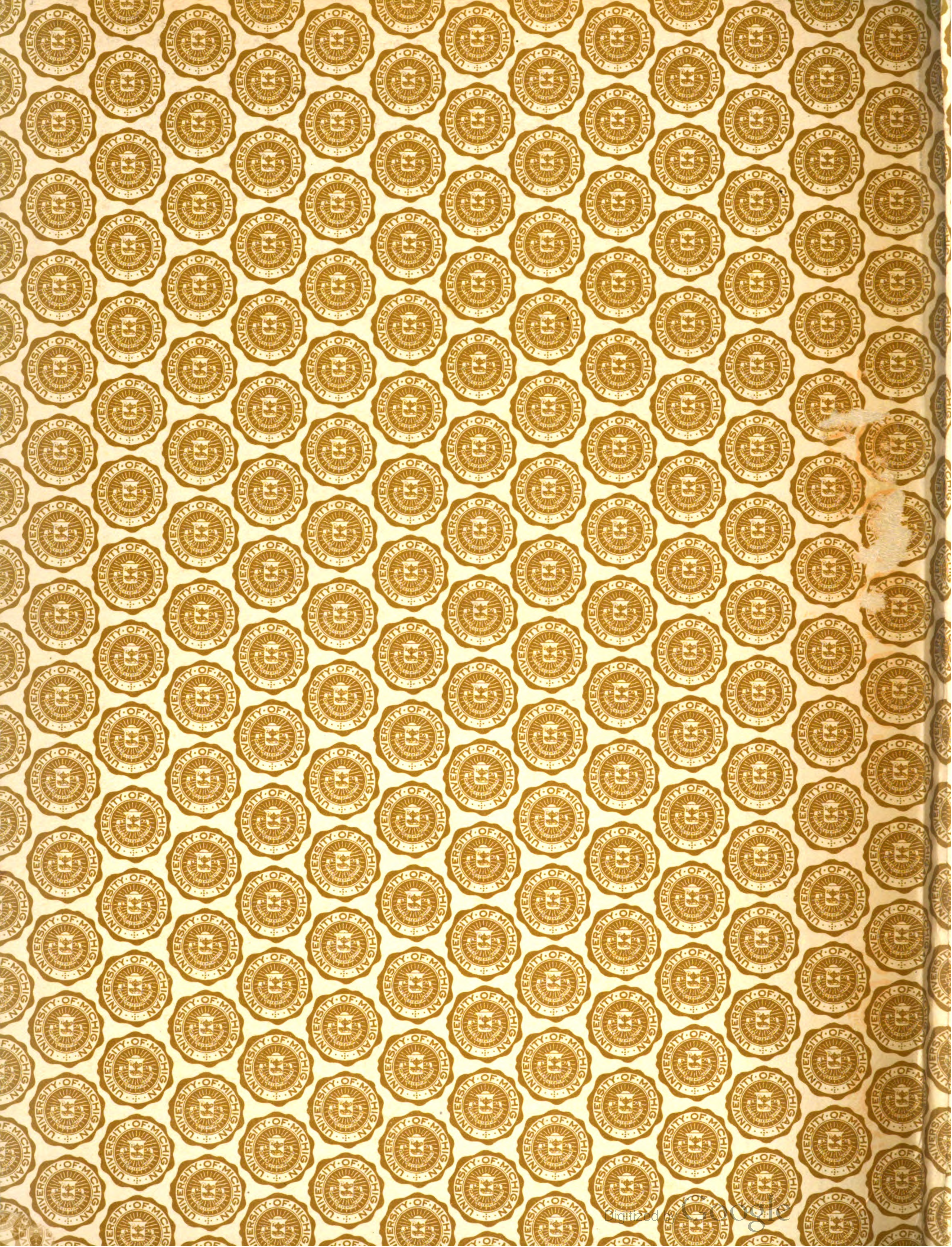
---

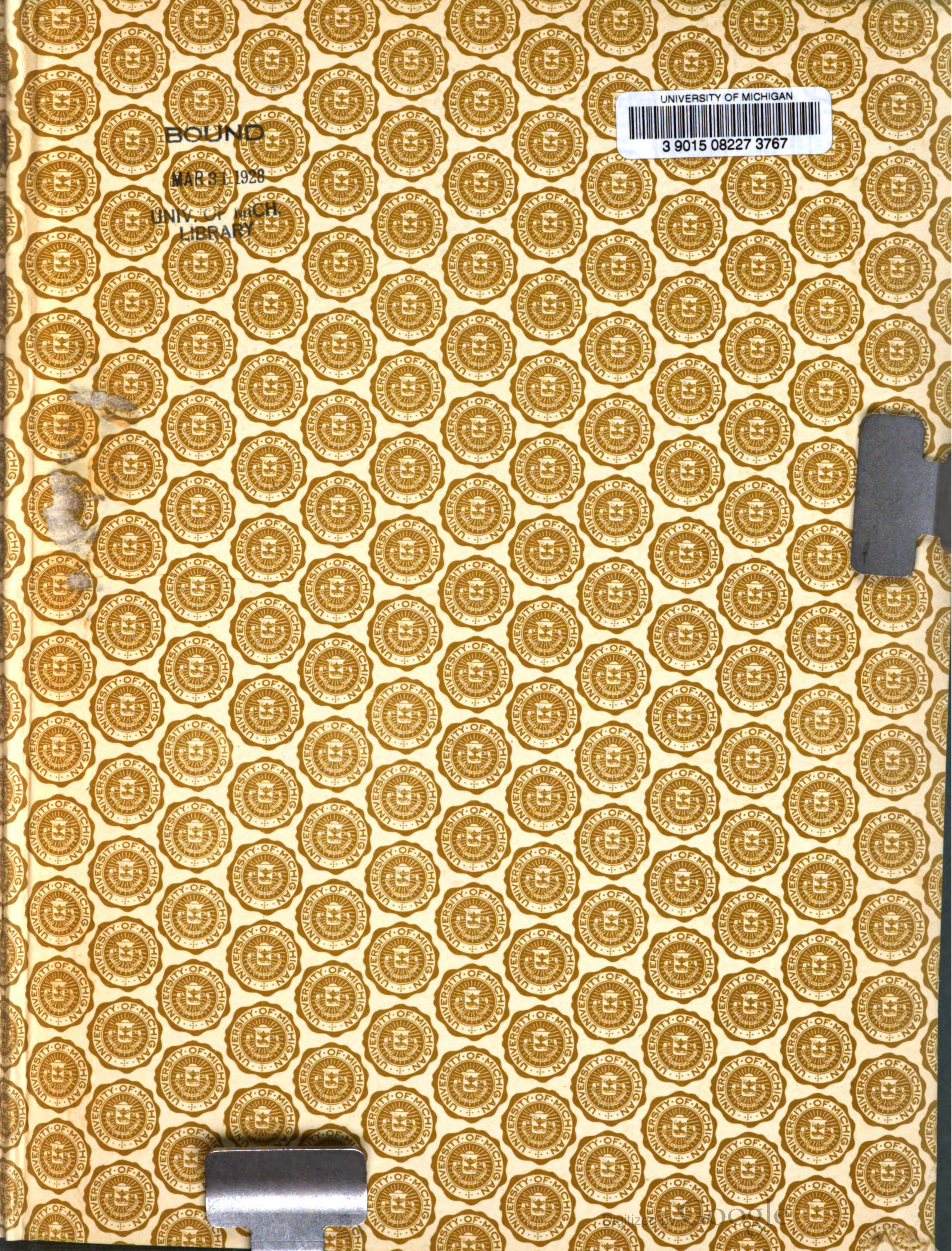
[1]) Die Meßmethode und Ergebnisse sind in der etwa gleichzeitig mit dieser Erwiderung in der E. T. Z. erscheinenden Arbeit des Verfassers: „Über die Dimensionierung von Niederfrequenzverstärkern mit Widerstandskopplung unter besonderer Berücksichtigung der Verzerrungen" angegeben.

[2]) Vgl. auch von Ardenne, Der Bau von Widerstandsverstärkern, 2. Aufl.

Für die Schriftleitung verantwortlich: Privatdozent Dr. E. Mauz, Greifswald; für den Anzeigenteil verantwortlich: Richard Heß, Berlin-Wilmersdorf

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10. — Druck von Gebr. Unger, Berlin SW, Bernburger Str. 30.




BOUND
MAR 31 1928
UNIV. OF MICH.
LIBRARY
UNIVERSITY OF MICHIGAN
3 9015 08227 3767
Digitized by Google

